

Numerische Untersuchung zur aktiven Strömungsbeeinflussung durch Plasma-Aktuatoren: Modellentwicklung und Anwendung

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Dipl.-Math. (FH) Imdat Maden, M.Sc.

aus Alsfeld

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. C. Tropea
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. M. Breuer
	Apl. Prof. Dr.-Ing. S. Jakirlić
Tag der Einreichung:	02.08.2016
Tag der mündlichen Prüfung:	01.11.2016

Darmstadt 2017
D17

Kurzfassung

Die vorliegende Forschungsarbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung einer empirischen Modellformulierung zur Beschreibung der aerodynamischen Effekte von dielektrischen Barriereentladungs-Plasma-Aktuatoren auf dem Gebiet der numerischen Strömungsmechanik. Im Rahmen einer Vergleichsstudie war es möglich die Stärken der phänomenologischen Modelle – in ihrer einfachen Bedienbarkeit und flexiblen Handhabung – mit dem hohen Maß an Genauigkeit der fluidmechanischen Modelle, in ein empirisches Modell zu überführen. Die Einsatzmöglichkeit der empirischen Modellformulierung im Bereich der aktiven Strömungskontrolle turbulenter Strömungen wurde anhand einer dreidimensionalen Diffusorströmung untersucht. Mit Hilfe eines wirbelauflösenden Reynolds-Spannungs-Modells konnte die Erhöhung der Druckrückgewinnung erfolgreich in der numerischen Simulation abgebildet werden.

Darüber hinaus wurde anhand phasengemittelter Geschwindigkeitsmessungen eines plasmainduzierten Wandstrahls dessen zeitliche Entwicklung erfasst und analysiert. Hierbei konnte ein entscheidender Einfluss des instationären Kraftgenerierungs-Prozesses auf die Schwankungsbewegungen festgestellt werden. In den bisherigen Bemühungen, den aerodynamischen Effekt von Plasma-Aktuatoren in numerische Simulationen zu überführen, wurden lediglich die strömungsbeschreibenden Gleichungen herangezogen. Mit letzteren lassen sich jedoch naturgemäß die Schwankungsbewegungen im Rahmen der RANS-Methode (Reynolds-gemittelte Navier-Stokes) nicht abbilden. Um diesem Defizit zu begegnen, wurden die Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen – welche die Dynamik der Turbulenz beschreiben – um einen zusätzlichen Aktuator spezifischen Produktionsterm erweitert und erfolgreich durch die Einführung einer Modellgleichung umgesetzt. Innerhalb einer Referenzstudie wurde die Wirksamkeit des zusätzlichen Terms mit Hilfe gegenüberstellender experimenteller und numerischer Untersuchungen zur aktiven Kontrolle einer Vorderkantenablösung verdeutlicht. Diese Studie demonstriert somit unmittelbar die außerordentliche Wichtigkeit des neu vorgeschlagenen Aktuator spezifischen Produktionsterms zur realitätsnahen Abbildung der aerodynamischen Effekte von Plasma-Aktuatoren auf dem Gebiet der numerischen Strömungsmechanik.

Abstract

The present work deals with the development of an empirical model formulation to describe the aerodynamic effects of dielectric barrier discharge plasma-actuators in the field of computational fluid dynamics. An empirical model has been derived from a comparative study, where the advantages of the phenomenological models, i. e. their simple applicability and flexible handling, were combined with the high accuracy of velocity-information based models. The empirical model formulation was tested in the field of turbulent active flow control, where a three-dimensional diffuser flow was chosen as an appropriate test case. The enhancement of pressure recovery has successfully been reproduced in the numerical simulation by the means of an eddy resolving Reynolds-stress model.

In addition, the temporal evolution of a plasma-induced wall jet was captured and analyzed by phase-averaged velocity measurements. A crucial impact of the unsteady force-generation process on the velocity fluctuations was uncovered from this investigation. Former efforts on modeling the aerodynamic effects of plasma-actuators in numerical simulations, solely considered the basic equations of fluid mechanics, which by definition cannot describe the fluctuations within the RANS framework (Reynolds-Averaged Navier-Stokes). To counteract this shortcoming, the equations describing the dynamics of the turbulence quantities were extended by a specific plasma-related turbulence production term, which was successfully implemented in a model equation. The effectiveness of the specific plasma-actuator related production term in numerical simulations was clearly demonstrated by performing a combined numerical and experimental investigation into the controlled leading-edge flow separation. Therefore, this study immediately demonstrates the utmost importance of the newly proposed plasma-related turbulence production term to achieve a realistic representation of the aerodynamic effects of plasma-actuators in the field of computational fluid dynamics.

Danksagung

An erster Stelle gilt mein Dank meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea, der mir die Möglichkeit gegeben hat, in seinem Fachgebiet zu promovieren und mir große Freiräume für das eigenständige wissenschaftliche Arbeiten gewährt hat.

Prof. Dr.-Ing. Michael Breuer danke ich für die freundliche und unkomplizierte Übernahme des Mitberichts und für die fachlichen sowie sprachlichen Verbesserungen.

Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Apl. Prof. Dr.-Ing. Suad Jakirlić für seine vielfältige Unterstützung in fachspezifischen Fragen, beim Verfassen englischer Texte und für seine konstruktive Kritik. Sein enormer Wissensschatz an verschiedenen Literaturquellen hat sich sehr positiv auf den Fortgang der Arbeit ausgewirkt.

Prof. Dr.-Ing. Sven Grundmann danke ich für die stets fundierten wissenschaftlichen Ratschläge und Anregungen. Seine beständige Unterstützung in den einzelnen Phasen der Arbeit, als auch das darüber hinaus entgegenbrachte Vertrauen haben mir nicht nur fachlich sehr geholfen.

Ganz außerordentlich danken möchte ich auch Dr.-Ing. Jochen Kriegseis und Dr.-Ing. Robert Maduta, die mich ermutigt haben, meinen Wunsch nach einer Promotion umzusetzen und mich auch während der Arbeit immer unterstützt haben.

Für eine hervorragende Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei meinen Kollegen Dr.-Ing. Daniel Freudenhammer, Dr. rer. nat. Hubert Marschall, Rüdiger Röhrig und Dr.-Ing. Matthias Ullrich.

Mein Dank gilt ebenfalls allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Strömungslehre und Aerodynamik der Technischen Universität Darmstadt, die mir in fachlichen und technischen Fragen beim Fortgang der Arbeit geholfen haben. Hervorheben möchte ich besonders die Namen Maximilian Kuhnhehn, Bernhard Simon und Dr.-Ing. Alexander Widmann.

Weiterhin möchte ich auch meine Studenten Julian Hofmann und Dennis Kütemeier die mich mit ihren Arbeiten tatkräftig unterstützt haben, in meinen Dank einbeziehen.

Weiteren Dank schulde ich Josephine Berger für ihre ständige Hilfsbereitschaft und für die mühevollen Arbeit des Korrekturlesens.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xi
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	2
1.2 Strukturierung der Arbeit	4
2 Turbulente Strömungen	7
2.1 Erhaltungsgleichungen der turbulenten Strömungen	7
2.2 Reynolds-Spannungs-Modellierung turbulenter Strömungen	9
2.2.1 Transportgleichung für den Reynoldsschen Spannungstensor	10
2.2.2 Transportgleichung für die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie	12
2.2.3 Konventionelles Reynolds-Spannungs-Modell nach Jakirlić-Maduta	14
2.2.4 Wirbelauflösendes Reynolds-Spannungs-Modell nach Jakirlić-Maduta	16
2.3 Numerische Verfahren	17
2.3.1 Finite-Volumen-Methode	18
2.3.2 Lösungsmethoden sowie zeitliche und räumliche Diskretisierung	22
2.3.3 Numerischer Strömungslöser	23
3 Grundlagen von DBD Plasma-Aktuatoren	25
3.1 Charakterisierung von DBD Plasma-Aktuatoren	26
3.2 Wirkungsweise von DBD Plasma-Aktuatoren	28
3.3 Modellierungsansätze zur Beschreibung von DBD Plasma-Aktuatoren	30
3.3.1 Physikalische Modelle	30
3.3.2 Phänomenologische Modelle	34
3.3.3 Fluidmechanische Modelle	37
3.4 Quantifizierung der plasmainduzierten Volumenkraft	41

4	Aerodynamischer Effekt von DBD Plasma-Aktuatoren	45
4.1	Experimentelle Untersuchung der plasmainduzierten Volumen- kraft	46
4.2	Empirische Modellformulierung	50
4.3	Erweiterte empirische Modellformulierung	53
4.4	Numerische Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls	57
4.4.1	Numerisches Setup	57
4.4.2	Charakteristische Eigenschaften des plasma- induzierten Wandstrahls	59
4.5	Ergebnisse und Diskussion	66
4.5.1	Gegenüberstellung der Modellstrategien	66
4.5.2	Validierung der empirischen Modellformulierung . .	68
5	Aktive Strömungsbeeinflussung am asymmetrischen 3D Diffusor	73
5.1	Experimentelle Untersuchung der beeinflussten Diffusorströ- mung	74
5.2	Ergebnisse der konventionellen (U)RANS-RSM-Methode . .	79
5.2.1	Numerisches Setup	81
5.2.2	Ergebnisse und Diskussion	82
5.3	Ergebnisse der wirbelauflösenden URANS-RSM-Methode .	86
5.3.1	Numerisches Setup	87
5.3.2	Ergebnisse und Diskussion	88
6	Modellierung der Plasma-Aktuator induzierten Turbulenz	109
6.1	Phasengemittelte PIV-Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls	109
6.1.1	Phasengemittelte Volumenkraftverteilung	112
6.1.2	Turbulenter Charakter des plasmainduzierten Wand- strahls	114
6.2	Die erweiterte fluidmechanische Modellformulierung	117
6.2.1	Plasma-Aktuator spezifischer Produktionsterm . . .	122
6.2.2	Ergebnisse und Diskussion	125
7	Aktive Kontrolle der Vorderkantenablösung am NACA 0015 Profil	129
7.1	Experimentelle Geschwindigkeitsmessungen mittels PIV . .	131
7.1.1	Aktuator-Konfiguration	132
7.1.2	Versuchsaufbau	132
7.1.3	Datenanalyse	134
7.1.4	Versuchsergebnisse und Diskussion	136

7.2	Korrespondierende RANS-RSM-Simulationen	140
7.2.1	Numerisches Setup	141
7.2.2	Ergebnisse und Diskussion	142
8	Zusammenfassung und Ausblick	151
	Literaturverzeichnis	155

Nomenklatur

Lateinische Zeichen

Kleinbuchstaben

Symbol	SI Einheiten	Beschreibung
a_{ij}	–	Spannungs-Anisotropietensor, $a_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij}$
b_1	m	Breite Plexiglasbehälter
c	m	Profiltiefe
c_3	–	Modellkonstante
c_p	–	Dimensionsloser Druckbeiwert, $c_p = \frac{p-p_0}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}$
d	m	Distanz
e	C	Elementarladung
$f, f_c, \overline{f_c}$	–	Flusskomponenten, $c = (w, e, s, n)$
f_i	N m ³	Schwankungskomponenten der Volumenkräfte
h, h_2	m	Höhe Diffusoreintritt und -austritt
h_1	m	Höhe Plexiglasbehälter
h_i	–	Indikatorfunktion
k	J/K	Boltzmannkonstante
k	s	Entladezyklus
k	m ² /s ²	Turbulente kinetische Energie
k_1, k_2	V/m ²	Geometrische Spannungs-Größe
k_i	N	Vektor der Volumenkraft
l	m	Turbulentes Längenmaß, $l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$
l_1	m	Länge Plexiglasbehälter
\dot{m}_c	kg/s	Massenstrom durch die Seitenfläche des Kontrollvolumens, $c = (w, e, s, n)$
m_e, m_i	kg	Masse der Elektronen, Ionen
n	m	Raumrichtung senkrecht zur Oberfläche
n_e, n_i	1/m ³	Teilchendichte der Elektronen, Ionen
n_i	–	Normalenvektor senkrecht zur Oberfläche
n_{ci}	–	Normalenvektor der Seitenflächen, $c = (w, e, s, n)$

Nomenklatur

p	N/m ²	Atmosphärischer Druck
p	N/m ²	Fluktuierender (schwankender) Druck
p_0	N/m ²	Referenzdruck
q_ϕ	–	Quellterm von ϕ
$q_{\phi p}$	–	Wert von q_ϕ im Zentrum des Kontrollvolumens
\bar{q}_ϕ	–	Mittelwert von q_ϕ über das Kontrollvolumen
r_{ei}, r_{in}	m ³ /s	Rekombinationskoeffizient der Elektron-Ion-, positiv-negativ-Ionen-Rekombination
s	m	Spannweite
t, t_i	s	Zeit, Zeitpunkte
t_i	–	Gewichtungsparameter
t_i	N/m ²	Vektor der Oberflächenkräfte
\vec{u}_e, \vec{u}_i	m/s	Vektor der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen, Ionen
u_i	m/s	Vektor der Geschwindigkeit des fluktuierenden (schwankenden) Strömungsfeldes, $u_i = (u, v, w)$
u'_i	m/s	<i>RMS</i> -Wert (<i>root mean square</i>) der Spannungen, $u'_i = \sqrt{\overline{u_i u_i}} = (u', v', w')$
u_i^+	–	Turbulenzintensitäten, $u_i^+ = \sqrt{\overline{u_i u_i}}/U_\tau = (u^+, v^+, w^+)$
$\overline{u_i u_j}$	m ² /s ²	Reynoldscher Spannungstensor
uv^+	–	Turbulenzintensität, $uv^+ = \overline{uv}/U_\tau^2$
x_i	m	Lagevektor, $x_i = (x, y, z)$
x_i^+	–	Dimensionsloser Wandabstand, $x_i^+ = \frac{U_\tau x_i}{\nu} = (x^+, y^+, z^+)$
y	m	Die zur Wand normale Koordinate
y^+	–	Der zur Wand normale dimensionslose Wandabstand, $y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu}$
$y_{1/2}$	m	Wandabstand zum Punkt $1/2 U_{\max}^{pa}$
yU_{\max}	m	Wandabstand zum Punkt U_{\max}^{pa}

Großbuchstaben

Symbol	SI Einheiten	Beschreibung
A	–	Lumley'sche Planitätsparameter
A_1, A_2	m ²	Fläche Diffusoreintritt und -austritt
A_2, A_3	–	Zweite, dritte Invariante des Spannungsanisotropietensors, $A_2 = a_{ji}a_{ij}$, $A_3 = a_{ij}a_{jk}a_{ki}$

B, B_2	m	Breite Diffusoreintritt, -austritt
C_0	F	Kapazitätsbereich ohne Plasma-Entladungen
C_1, C_1	–	Modellkonstante
C_{eff}	F	Kapazitätsbereich effektiver Plasma-Entladungen
C_{ij}	m^2/s^3	Konvektiver Transport von $\overline{u_i u_j}$
C_s	–	Modellkonstante
$C(t)$	F	Kapazität, $C(t) = \frac{dQ(t)}{dU(t)}$
C_A	–	Auftriebsbeiwert, $C_A = \frac{F_A}{\frac{1}{2} \rho U_0 c s}$
$C_{F,i}$	–	Modellkoeffizienten ($i = 0 \dots 8$)
$C_{\varepsilon i}$	–	Modellkonstanten ($i = 1, 2, 3$)
C_ε	m^2/s^4	Konvektiver Transport von ε
D_e, D_i	–	Diffusionskoeffizient für Elektronen, Ionen
D_{ij}^p	m^2/s^3	Diffusiver Transport von $\overline{u_i u_j}$ infolge von Druckschwankungen
D_{ij}^t	m^2/s^3	Diffusiver Transport von $\overline{u_i u_j}$ infolge der Schwingungsbewegungen
D_{ij}^ν	m^2/s^3	Molekularer (viskoser) Transport von $\overline{u_i u_j}$
D_ε^p	m^2/s^4	Diffusiver Transport von ε infolge von Druckschwankungen
D_ε^t	m^2/s^4	Diffusiver Transport von ε infolge der Schwingungsbewegungen
D_ε^ν	m^2/s^4	Molekularer (viskoser) Transport von ε
$D_{\varepsilon^h}^\nu$	m^2/s^4	Viskose Diffusion von ε^h
\vec{E}	V/m	Elektrische Feldstärke
E_e	eV	Elektronenenergie
E_k	J	Für die Plasmaentladung eingebrachte Energie
F	N/m^3	Volumenkraft
\vec{F}	N/m^3	Kraftverteilung der Elementarteilchen die auf ein neutrales Gas wirkt, $\vec{F} = \frac{\vec{J}_i}{\mu_i} - \frac{\vec{J}_e}{\mu_e}$
F_c	–	Flussgröße, $c = (w, e, s, n)$
F_c^C, F_c^D	–	Konvektiver, Diffusiver Fluss, $c = (w, e, s, n)$
\vec{F}_e, \vec{F}_i	N/m^3	Kraftverteilung der Elektronen, Ionen
F_i	N/m^3	Vektor der mittleren Volumenkraft, $F_i = (F_x, F_y, F_z)$
\hat{F}_i	N/m^3	Vektor der momentanen Volumenkraft, $\hat{F}_i = (\hat{F}_x, \hat{F}_y, \hat{F}_z)$
\tilde{F}_i	N/m^3	Vektor der phasengemittelten Volumenkraft, $\tilde{F}_i = (\tilde{F}_x, \tilde{F}_y, \tilde{F}_z)$

Nomenklatur

F_{ij}, F_{ij}^{pa}	m^2/s^3	Produktion von $\overline{u_i u_j}$ infolge der Schwankungskomponenten der Volumenkräfte
F^*	N/m	Interpolierte Kraft
F_x^*	N/m^2	Kraftkomponente zu F^*
F_ε	m^2/s^4	Produktion von ε aufgrund vorhandener Volumenkräfte
\vec{J}	A/m^2	Stromdichte
\vec{J}_e, \vec{J}_i	A/m^2	Elektronen-, Ionenstromdichte
L	m	Diffusor-Länge
L	m	Tiefeneinheit
L	m	Turbulentes Längenmaß, $L = \frac{k^{1/2}}{\omega^h}$
L_x, L_y, L_z	m	Abmessung des Diffusors
L_{ij}	m^2/s^3	Lokale (zeitliche) Änderung von $\overline{u_i u_j}$
L_ε	m^2/s^4	Lokale (zeitliche) Änderung von ε
$L_{\nu k}$	m	Karmansches Längenmaß, $L_{\nu k} = \frac{\kappa S}{ \nabla^2 U }$
N	–	Anzahl der Bildpaare
N_i	–	Anzahl der Kontrollvolumina, $i = (x, y, z)$
P, \hat{P}	N/m^2	Statischer Druck
$P_{el,eff}$	W	Effektive elektrische Leistung
P_{ij}	m^2/s^3	Produktion von $\overline{u_i u_j}$ infolge der Deformation der mittleren Strömung
P_{SAS}	$1/\text{s}^2$	Skalenabhängige Produktion von ω^h
$P_\varepsilon^1, P_\varepsilon^2$	m^2/s^4	Produktion von ε infolge der Deformation der mittleren Strömung
P_ε^3	m^2/s^4	Produktion von ε infolge der Gradienten der mittleren Wirbelstärke
P_ε^4	m^2/s^4	Produktion von ε infolge der Ausdehnung der Wirbelfäden
$Q(t)$	C	Zeitliches Ladungssignal
$Q_{\phi p}$	–	Approximation des Volumenintegrals von q_ϕ im Zentrum des Kontrollvolumens
R	m	Radius
Re	–	Reynoldszahl, $Re = \frac{UL\rho}{\mu} = \frac{UL}{\nu}$
Re_c	–	Reynoldszahl bezogen auf die Profiltiefe, $Re_c = \frac{Uc}{\nu}$
$S, S(t)$	m^2	Fläche, zeitlich veränderlicher Flächenbereich
S	$1/\text{s}$	Invariante des mittleren Schergeschwindigkeits-Tensors, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$
S_c	m^2	Seitenflächen, $c = (w, e, s, n)$
S_{ij}	$1/\text{s}$	Deformationsrate der mittleren Strömung,

		$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$
T_e, T_i	K	Elektronen-, Ionentemperatur
T_i, T_n	K	Gastemperatur
Tu_x	–	Turbulenzgrad in Strömungsrichtung, $Tu_x = \frac{\sqrt{u^2}}{U_0}$
T_{an}, T_{aus}	s	Pulsdauer
T_{pa}	s	Pulsperiode $T_{pa} = T_{an} + T_{aus}$
U_0	m/s	Anström-, Eintrittsgeschwindigkeit
U_i	m/s	Vektor der Geschwindigkeit des mittleren Strömungsfeldes, $U_i = (U_x, U_y, U_z) = (U, V, W)$
\hat{U}_i	m/s	Vektor der Geschwindigkeit des momentanen Strömungsfeldes, $\hat{U}_i = (\hat{U}_x, \hat{U}_y, \hat{U}_z) = (\hat{U}, \hat{V}, \hat{W})$
\tilde{U}_i	m/s	Vektor der Geschwindigkeit des phasengemittelten Strömungsfeldes $\tilde{U}_i = (\tilde{U}_x, \tilde{U}_y, \tilde{U}_z) = (\tilde{U}, \tilde{V}, \tilde{W})$
U_{kV}	V	Plasma-Aktuator-Betriebsspannung
$U_{kV}(t)$	V	Spannungssignal
U_{max}^{pa}	m/s	Maximalgeschwindigkeit des induzierten Wandstrahls
U_s	m/s	Sekundärströmungsgeschwindigkeit $U_s = \sqrt{V^2 + W^2}$
U_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit $U_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$
U^+	–	Dimensionslose Geschwindigkeit $U^+ = U/U_\tau$
$V, V(t)$	m ³	Volumen, zeitlich veränderlicher Volumenbereich
V^+	–	Dimensionslose Geschwindigkeit $V^+ = V/U_\tau$
Y	m ² /s ⁴	Viskose Vernichtung von ε

Griechische Zeichen

Kleinbuchstaben

Symbol	SI Einheiten	Beschreibung
α	°	Anstellwinkel
α, β	–	Gewichtungsfaktor
α	–	Ionisierungsgrad
α	–	Diffusionskoeffizient
α_{krit}	°	Kritischer Anstellwinkel

Nomenklatur

δ_1, δ_2	°	Öffnungswinkel
ε	F/m	Dielektrische Leitfähigkeit (Permittivität), $\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_0$
ε	m ² /s ³	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
ε_0	F/m	Dielektrische Leitfähigkeit im Vakuum
ε_{ij}	m ² /s ³	Viskose Dissipation von $\overline{u_i u_j}$
ε_{ij}^h	m ² /s ³	Homogener Anteil von $\varepsilon_{ij}^h = \varepsilon_{ij} - 0.5 \cdot D_{ij}^\nu$
ε_r	F/m	Relative dielektrische Leitfähigkeit
$\varepsilon^h, \tilde{\varepsilon}^h$	m ² /s ³	Homogener, isotroper Anteil von ε
ε^n	m ² /s ³	Nichthomogener Anteil von ε
ε'	m ² /s ³	Schwankungskomponente von $\nu (\partial u_i / \partial x_j)^2$
κ	–	von Karmansche Konstante
λ_c	–	Interpolationsfaktor, $c = (w, e, s, n)$
λ_D	m	Abschirmlänge
$\mu, \hat{\mu}$	kg/ms	Dynamische Viskosität, $\mu = \nu \cdot \varrho$
$\mu_e \mu_i$	m ² /s	Teilchenmobilität der Elektronen, Ionen
μ_t	kg/ms	Turbulente Wirbelviskosität
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität, $\nu = \mu / \varrho$
ν_a	Hz	Anlagerungsfrequenz der Elektronen
ν_{en}, ν_{in}	Hz	Impulsübertragungsfrequenz der Elektronen-, Ionen- Neutral Kollisionen
ν_i	Hz	Ionisationsfrequenz
ν_t	m ² /s	Kinematische turbulente Viskosität
$\varrho, \hat{\varrho}$	kg/m ³	Dichte
$\varrho(\vec{r})$	1/m ³	Elektronendichte, ($10^{20} - 10^{21}$ 1/m ³)
ϱ_c	C	Oberflächenladung
σ_k	–	Modellkonstante
$\sigma_{\hat{U}_i}$	–	Standardabweichung von \hat{U}_i
τ	s	Zeitliches Mittelungsintervall
τ	s	Turbulentes Zeitmaß, $\tau = \frac{k}{\varepsilon}$
τ_{pa}	s	Spezifisches Zeitmaß des PAs, $\tau_{pa} = 1/\varphi_{pa}$
τ_w	N/m ²	Wandschubspannung
$\hat{\tau}_{ij}$	N/m ²	Viskoser Spannungstensor
φ	V	Lokale Komponente des elektrischen Potentials
φ'	–	Schwankungsgröße der Momentangröße, $\hat{\Phi}$
φ_{pa}	kHz	Betriebsfrequenzen des PAs, (0.2 – 25 kHz)
ϕ	V	Externe Komponente des elektrischen Potentials
ϕ	–	Generische skalare Transportgröße
ϕ_c	–	ϕ auf der Seitenfläche des Kontroll-Volumens

ϕ_C	–	ϕ in den Zellmittelpunkten der Kontroll-Volumina
ω	1/s	Charakteristische Frequenz, $\omega = \varepsilon/k$
ω^h	1/s	Homogener Anteil von ω
$\hat{\omega}, \hat{\omega}_k, \hat{\omega}_z$	1/s	Wirbelstärke

Großbuchstaben

Symbol	SI Einheiten	Beschreibung
Φ	V	Elektrisches Potential, $\Phi = \phi + \varphi$
Φ	–	Phasenlage
$\hat{\Phi}$	–	Momentangröße, $\hat{\Phi} = \bar{\Phi} + \phi'$
$\bar{\Phi}$	–	Zeitlicher Mittelwert der Momentangröße $\hat{\Phi}$
Φ_{ij}	m ² /s ³	Umverteilungsprozess unter den Reynoldsschen Spannungen
$\Phi_{ij,1}$	m ² /s ³	Langsamer Teil (<i>Slow Part</i>) von Φ_{ij}
$\Phi_{ij,2}$	m ² /s ³	Schneller Teil (<i>Rapid Part</i>) von Φ_{ij}
$\Phi_{ij,3}$	m ² /s ³	Einfluss der Volumenkräfte auf Φ_{ij}
Φ_{ij}^w	m ² /s ³	Einfluss der festen Wand auf Φ_{ij}

Indizes

Symbol	Beschreibung
e, i, n	Elektronen, Ionen, negative Ionen
i, j, k, l	Indizes der Raumrichtungen
max	Maximalwert
min	Minimalwert
w, e, s, n	Seitenflächen des Kontroll-Volumens, $c = (w, e, s, n)$
P, W, E, S, N	Mittelpunkte der Kontroll-Volumina $C = (W, E, S, N)$
x, y, z	Raumrichtungen
+	Normierung mit den Wandvariablen: U_τ und ν

Mathematische Symbole

Symbol	Beschreibung
d	Totales Differential
D/Dt	Materielle Ableitung
∂	Partielle Ableitung
δ_{ij}	Kronecker-Delta
ε_{ijk}	Epsilon-Tensor (Permutationssymbol)

Abkürzungen

ATTAC	<i>Advanced Turbulence Simulation for Aerodynamic Application Challenges</i>
DBD	<i>Dielectric barrier discharge</i>
CDS	<i>Central Difference Scheme</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CTA	<i>Constant Temperature Anemometry</i>
DC	<i>Duty Cycle</i>
DEHS	<i>Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat</i>
DNS	Direkte Numerische Simulation
ERCOTAC	<i>European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion</i>
EMP	Empirisch
EXP	Experiment
FOV	<i>Field of View</i>
fps	<i>Frames per second</i>
FVM	Finite-Volumen-Methode
GB	Gigabyte
IA	<i>Interrogation Area</i>
ILU	<i>Incomplete unit-Lower triangular and Upper triangular</i>
IP	<i>Isotropization of Production</i>
IS-RSM	<i>Instability-Sensitive</i> Reynolds-Spannungs-Modell
KV	Kontrollvolumen
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
NACA	<i>National Advisory Committee for Aeronautics</i>

NSG	Navier-Stokes-Gleichungen
PA	Plasma-Aktuator
PISO	<i>Pressure Implicit with Splitting of Operator</i>
PIV	<i>Particle-Image-Velocimetry</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier–Stokes</i>
RMS	<i>Root-Mean-Square</i>
RSM	Reynolds-Spannungs-Modell
SAS	Skalen-Adaptive Simulation
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
SST	<i>Shear-Stress Transport</i>
UDS	<i>Upwind Difference Scheme</i>
URANS	<i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier–Stokes</i>
WTG	Wirbeltransportgleichung
2D, 3D	Zweidimensional, Dreidimensional
2C	<i>Two-Component</i>

1 Einleitung

Die Strömungsbeeinflussung hat sich als Werkzeug in der aerodynamischen Auslegung und Optimierung technischer Strömungsprobleme fest etabliert. Sie kann dabei helfen, das Betriebsverhalten strömungstechnischer Geräte und Anlagen signifikant zu verbessern sowie fluiddynamisch ungünstigen Eigenschaften umströmter Körper zu begegnen. Je nachdem, ob zusätzlich Energie zur Beeinflussung benötigt wird, lassen sich die Methoden der Strömungskontrolle im Allgemeinen in passive und aktive Methoden unterteilen. Während bei den passiven Methoden die Strömungsbeeinflussung überwiegend über geometrische Veränderungen des umströmten Körpers erfolgt, bspw. über Winglets oder über Wirbelgeneratoren (vgl. Maughmer [127] und Schlatter und Örlü [153]), muss bei den aktiven Methoden – bspw. bei dem aktiven Einblasen in den Nachlauf (vgl. Bearman [8]) – zusätzlich Energie in das System eingetragen werden. Der große Vorteil der aktiven Methoden liegt darin, die Beeinflussung jeweils an die vorliegenden Strömungsverhältnisse anpassen zu können. Diese kann dabei von vornherein festgelegt oder automatisch entsprechend dem Strömungszustand geregelt werden. Bei den passiven Methoden hingegen erfolgt die Beeinflussung permanent und ist hierdurch auf einen bestimmten Strömungszustand optimiert. Einen Überblick über die verschiedenen Methoden der Strömungsbeeinflussung in den unterschiedlichen Anwendungsbereichen gibt die Übersichtsarbeit von Gad-el Hak [47].

Eine einfache und vielversprechende Alternative zu den konventionellen Aktuatoren bilden die sogenannten Plasma-Aktuatoren (vgl. Cattafesta und Sheplak [18]). Deren Einsatz zur aktiven Strömungsbeeinflussung wurde erstmals erfolgreich in den Untersuchungen von Roth [145] und Roth *et al.* [146] vorgestellt. Es handelt sich hierbei um Aktuatoren, die auf Basis der dielektrischen Barriereentladung (DBD) konzipiert wurden. Obwohl DBD Plasma-Aktuatoren aktuell noch keine Marktreife erlangt haben, werden sie für zahlreiche Anwendungen zur aerodynamischen Strömungskontrolle im akademischen Umfeld der laminar-turbulenten Transition und der Grenzschichtablösung verwendet. Plasma-Aktuatoren bieten durch ihren sehr einfachen Aufbau, verbunden mit ihren kleinen Abmessungen, geringem Gewicht und dem Wegfall bewegter mechanischer Teile, einen großen

1 Einleitung

Vorteil gegenüber den konventionellen Aktuatoren der Strömungsbeeinflussung. Ohne Beeinträchtigung der Oberflächenkontur wird durch das Anlegen einer elektrischen Hochspannung, infolge der Gasentladung, ein Impuls auf das umgebende Fluid übertragen. Während der Impulseintrag bei den herkömmlichen Aktuatoren gewöhnlich mit einem Massenstrom einhergeht, wird dieser bei Plasma-Aktuatoren über eine Volumenkraft direkt im Fluid realisiert. Einen guten Einblick in die Wirkungsweise von DBD Plasma-Aktuatoren sowie Aktuatoren, die auf dem Prinzip der Koronaentladung basieren, bietet die Übersichtsarbeit von Moreau [132]. Einen Vergleich zu den sogenannten *nanosecond pulsed* Aktuatoren erfolgt in der Übersichtsarbeit von Kotsonis [91]. Die Leistungsfähigkeit von DBD Plasma-Aktuatoren auf dem Gebiet der aktiven Strömungskontrolle wird in der Übersichtsarbeit von Benard und Moreau [11] beschrieben. Eine umfangreiche Zusammenfassung ihrer Leistungsspektren im Bereich der aktiven Kontrolle von Strömungsgrenzschichten ist zu finden in der Übersichtsarbeit von Kriegseis *et al.* [99].

1.1 Motivation

In experimentellen Untersuchungen sind mit Plasma-Aktuatoren zahlreiche erfolgversprechende Kontrollansätze im Bereich laminarer und transitioneller Strömungen erzielt worden (s. bspw. Cattafesta und Sheplak [18], Corke und Post [24], Corke *et al.* [25, 26, 27], Duchmann *et al.* [34] und Moreau [132]). Hierdurch kam es zu einem stetig wachsenden Interesse, diesen positiven Kontrolleffekt auch im Bereich turbulenter Strömungen zu erreichen (s. bspw. Balcer *et al.* [6], Hultgren und Ashpis [67], Jukes *et al.* [82], Porter *et al.* [143], Visbal *et al.* [175] und Wilkinson [180]). Die Beeinflussung turbulenter Grenzschichten mittels DBD Plasma-Aktuatoren konnte in den Untersuchungen von Choi *et al.* [21], Im *et al.* [68] und Whalley und Choi [178] demonstriert werden. Nennenswerte Ergebnisse auf dem Gebiet der aktiven Strömungskontrolle lieferten die Untersuchungen von Benard und Moreau [10, 11], Grundmann *et al.* [55], Kozlov und Thomas [93] und Sayles und Eaton [151]. Benard und Moreau [10] erforschten den Effekt von DBD Plasma-Aktuatoren auf die Umströmung eines angestellten NACA 0015 Profils mit Vorderkantenablösung. Hierbei konnte bei einem kontinuierlichen Aktuator-Betrieb ein teilweises Wiederanlegen der abgelösten Strömung von bis zu 70% der Profiltiefe erzielt werden. Des Weiteren konnten Benard und Moreau [11] in ihren Untersuchungen des Strömungs-

verhaltens an einer zurückspringenden Stufe ähnliche Erfolge verbuchen. Im gepulsten Aktuator-Betrieb wurde die Periodizität der ablösenden Wirbel in der Scherschicht erhöht, wodurch die Größe der Rezirkulationszone um etwa 20% verringert werden konnte. Grundmann *et al.* [55] und Sayles und Eaton [151] beschäftigten sich in ihren Untersuchungen über die Beeinflussbarkeit einer Diffusorströmung mit manipulierten Einlassbedingungen und konnten zwei wesentliche Ergebnisse im Hinblick auf die Druckrückgewinnung liefern. Im kontinuierlichen Aktuator-Betrieb konnte lediglich eine Verminderung der Druckrückgewinnung innerhalb der Diffusorströmung erzielt werden, wohingegen ein gepulster Aktuator-Betrieb zur gewünschten Erhöhung der Druckrückgewinnung führte.

Einen wesentlichen und kostengünstigen Beitrag zum grundlegenden Verständnis der genauen Wirkungsweise von Plasma-Aktuatoren in der aktiven Beeinflussung turbulenter Strömungen können dabei numerische Untersuchungen liefern. Dies setzt jedoch voraus, dass der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren in turbulenten Strömungen hinreichend genau abgebildet wird.

Der Fokus der vorliegenden Arbeit liegt auf der numerischen Untersuchung von Plasma-Aktuatoren zur aktiven Beeinflussung von turbulenten Strömungen. Bedingt dadurch, dass bereits zahlreiche Arbeiten den aerodynamischen Effekt von Plasma-Aktuatoren untersuchten, konnten unterschiedliche Erkenntnisse gewonnen und vielversprechende Ansätze auf dem Gebiet der phänomenologischen Modellbildung von Plasma-Aktuatoren aufgezeigt werden. Bisher wurden die Erkenntnisse aus den experimentellen Untersuchungen dazu genutzt, die Modelle stetig weiterzuentwickeln und zu verbessern. Jedoch wurde bis dato kein empirisches Modell direkt aus der Fülle an experimentellen Daten abgeleitet, obwohl auch hier in den letzten Jahren ein substanzieller Fortschritt in der Charakterisierung von Plasma-Aktuatoren erzielt werden konnte (vgl. Benard und Moreau [11], Kotsonis [91] und Kriegseis *et al.* [99]).

Der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren kann über eine Abbildung seiner Volumenkraft in die numerische Strömungsmechanik überführt werden. Dazu werden die strömungsbeschreibenden Gleichungen herangezogen, in denen die plasmainduzierte Volumenkraft als zusätzlicher Quellterm implementiert wird. Obwohl aus experimentellen Untersuchungen hervorgeht, dass sich der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren auch auf die Dynamik der turbulenten Größen auswirkt, fehlt noch immer seine Berücksichtigung in den numerischen Berechnungen plasmamanipulierter Strömungen. Diese prinzipiellen Zusammenhänge

bilden die gegenwärtige Arbeitsgrundlage für die Weiterentwicklung der bisherigen Modellvorschläge zur Beschreibung der aerodynamischen Effekte von Plasma-Aktuatoren.

Die in der vorliegenden Arbeit geleisteten Modellierungsprozesse sind teilweise schon publiziert und präsentiert worden (s. Maden *et al.* [115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123]). Sie sollen einen wesentlichen Anteil zum grundlegenden Verständnis der Wechselwirkung zwischen Plasma-Aktuatoren und turbulenten Strömungen liefern und zusätzlich ein Beitrag zur adäquaten Abbildung von Plasma-Aktuatoren auf dem Gebiet der Modellierung und numerischen Beschreibung turbulenter Strömungen sein.

1.2 Strukturierung der Arbeit

Im nachfolgenden Kapitel 2 erfolgt ein kurzer Einblick in die numerische Beschreibung turbulenter Strömungen. Dabei werden die theoretischen Grundlagen der Strömungsmechanik, Turbulenzmodellierung und numerische Methoden behandelt. Kapitel 3 beschäftigt sich mit den grundlegenden Mechanismen von Plasma-Aktuatoren auf dem Gebiet der aktiven Strömungskontrolle. Zudem wird auf die unterschiedliche Herangehensweise und Intention bei der physikalischen und phänomenologischen Modellierung plasmabasierter Strömungsprozesse eingegangen. Die empirische Modellformulierung zur Beschreibung des aerodynamischen Effekts von Plasma-Aktuatoren wird im Kapitel 4 vorgestellt. Des Weiteren wird auf die experimentelle Konfiguration, mit deren Hilfe das Modell entwickelt und validiert wurde, Bezug genommen. Zusätzlich wird mit Hilfe numerischer Simulationen ein Vergleich mit bereits bestehenden Modellen vorgenommen und die charakteristischen Eigenschaften des plasmainduzierten Wandstrahls hinsichtlich seiner Turbulenzintensitäten untersucht. Die Anwendung der empirischen Modellformulierung auf eine dreidimensionale Diffusorströmung wird in Kapitel 5 behandelt. Begleitend zu den experimentellen Ergebnissen von Grundmann *et al.* [55] wird der Kontrolleinfluss der untersuchten Plasma-Aktuator-Konfiguration anhand der Ergebnisse aus der numerischen Berechnung ausführlich besprochen. In Kapitel 6 wird mit Hilfe von phasengemittelten Geschwindigkeitsmessungen der Einfluss von Plasma-Aktuatoren auf die Dynamik der turbulenten Größen aufgezeigt. Darauf aufbauend wird die von Plasma-Aktuatoren hervorgerufene Turbulenzerhöhung in einer Erweiterung der Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen vorgestellt. Die Ergebnisse der eigens dafür durchgeführten experimentellen Untersuchung zur aktiven Kontrolle einer Vorderkantenablö-

sung am angestellten NACA 0015 Profil werden in Kapitel 7 erörtert. In den entsprechenden numerischen Simulationen wird die Relevanz des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms in turbulenten Strömungen analysiert und bewertet. Abschließend werden die gewonnenen Erkenntnisse und die daraus abgeleiteten Schlussfolgerungen in Kapitel 8 zusammenfassend diskutiert und mit Empfehlungen für mögliche zukünftige Arbeiten abgeschlossen.

2 Turbulente Strömungen

Die meisten Strömungen in technischen Anwendungen sind turbulenter Natur und erfordern deshalb eine andere Behandlung als laminare oder reibungsfreie Strömungen. Turbulente Strömungen sind durch ihren dreidimensionalen und stark instationären Charakter gekennzeichnet. Die Gleichungen, die sie beschreiben, sind in der Regel komplizierter und schwieriger zu lösen. Die Erfassung turbulenter Strömungen kann mit Hilfe der numerischen Strömungsmechanik (*Computational fluid dynamics* – CFD) erfolgen. Im Allgemeinen werden die numerische Methoden zur Vorhersage von turbulenten Strömungen nach drei Arten unterschieden. Bei der direkten numerische Simulation (*Direct numerical simulation* – DNS) werden die vollständigen dreidimensionalen, instationären Navier-Stokes-Gleichungen für alle Bewegungen und Wirbelgrößen in der turbulenten Strömung gelöst. Eine weitere Vorgehensweise ist die Grobstruktursimulation (*Large eddy simulation* – LES). Hierbei werden nur die Gleichungen für die großskaligen Strömungsbewegungen gelöst, während für die kleinskaligen Bewegungen Approximationen oder Modelle angewandt werden. Die am häufigsten verwendete numerische Vorgehensweise zur Bestimmung turbulenter Strömungen stellt die zeitliche -oder Ensemble-Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen nach Osborne Reynolds dar – Die Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (*Reynolds-averaged Navier-Stokes* – RANS). Der entscheidende Vorteil besteht, im Vergleich zu den beiden vorher genannten Methoden, im sehr niedrigen Rechenaufwand. Jedoch bilden die RANS-Gleichungen kein geschlossenes System, so dass für die Schließung des Gleichungssystems Approximationen (Turbulenzmodelle) herangezogen werden müssen. Nachfolgend werden die grundlegenden Erhaltungsgleichungen für die RANS Formulierung vorgestellt.

2.1 Erhaltungsgleichungen der turbulenten Strömungen

Das momentane Geschwindigkeitsfeld \hat{U}_i turbulenter Strömungen von Newtonschen Fluiden wird über die sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen

2 Turbulente Strömungen

beschrieben. In Differentialform lauten diese wie folgt:

- Massenerhaltung:

$$\frac{\partial \hat{\varrho}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{\varrho} \hat{U}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

- Impulserhaltung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\hat{\varrho} \hat{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{\varrho} \hat{U}_j \hat{U}_i)}{\partial x_j} = & \hat{F}_i - \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\hat{\mu} \left(\frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{U}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \hat{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Wobei \hat{P} den statischen Druck beschreibt, $\hat{\varrho}$ und $\hat{\mu}$ die Dichte und dynamische Viskosität des Fluids kennzeichnet, \hat{F}_i die Volumenkraft ist und δ_{ij} das Kroncker-Delta bezeichnet. Der Term in den eckigen Klammern der rechten Seite von Gleichung (2.2) beschreibt den viskosen Spannungstensor $\hat{\tau}_{ij}$ eines allgemeinen Newtonschen Fluids. Die Strömungsgrößen unterliegen in turbulenten Strömungen sehr unregelmäßigen zeitlichen und räumlichen Schwankungen. Ausreichend genaue Ergebnisse lassen sich jedoch zumeist durch Mittelung über ein geeignetes Zeitintervall erzielen.

Reynoldssche Mittelung. Die in Abschnitt 2.1 vorgestellten Momentangrößen werden durch die Reynoldssche Mittelung

$$\hat{\Phi} = \Phi + \varphi \quad (2.3)$$

in einen zeitlichen Mittelwert Φ und eine Schwankungsgröße φ zerlegt. Die zeitliche Mittelung einer statistisch stationären Strömung ist wie folgt definiert:

$$\Phi(x_i) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \hat{\Phi}(x_i, t) \, dt, \quad (2.4)$$

wobei t die Zeit und τ das Mittelungsintervall bezeichnet. Die Schwankungsgröße φ hat einen verschwindenden Mittelwert.

$$\overline{\varphi}(x_i) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \varphi(x_i, t) \, dt = 0. \quad (2.5)$$

2.2 Reynolds-Spannungs-Modellierung turbulenter Strömungen

Im Fall einer statistisch stationären Strömung ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\hat{\Phi}(x_i, t) = \Phi(x_i) + \varphi(x_i, t) \quad (2.6)$$

Reynoldssche Gleichungen. Die Navier-Stokes-Gleichungen (2.1) und (2.2) werden über die Reynoldssche Mittelung (2.3) in die sogenannten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen überführt:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial (\varrho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial (\varrho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\varrho U_j U_i)}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \overline{\varrho u_i u_j} \right) \right] \quad (2.8)$$

Im Gegensatz zu den momentanen Strömungsgrößen in den Navier-Stokes-Gleichungen treten hier die Strömungsgrößen als statistisch stationäre Größen auf. Die Reynoldsschen Gleichungen (2.8) erhalten in einem zusätzlichen Term den Tensor der sogenannten Reynoldsschen Spannungen $-\overline{\varrho u_i u_j}$. Dieser Tensor beschreibt den Beitrag der turbulenten Schwankungsbewegung auf die mittlere Strömung. Die Reynoldsschen Gleichungen sind in sich nicht geschlossen, d. h. sie enthalten mehr Unbekannte als Gleichungen. Der unbekannte Reynoldssche Spannungstensor $-\overline{\varrho u_i u_j}$ muss daher für die Schließung des Gleichungssystems geeignet modelliert werden. Dafür gibt es verschiedene Herangehensweisen, die auch zu unterschiedlicher Komplexität der Turbulenzmodelle führen.

2.2 Reynolds-Spannungs-Modellierung turbulenter Strömungen

Viele Turbulenzmodelle zur Beschreibung des unbekannten Reynoldsschen Spannungstensors beruhen auf dem Ansatz von Boussinesq:

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.9)$$

Analog zum Newtonschen Schubspannungsansatz werden von Boussinesq die unbekannten Schwankungsterme auf die bekannten zeitlich gemittelten Strömungsgrößen der Grundströmung zurückgeführt. Hierbei wird ein unbekannter Proportionalitätsfaktor ν_t eingeführt, der als kinematische turbulente Viskosität bezeichnet wird. Im Unterschied zur molekularen

2 Turbulente Strömungen

Viskosität des Fluids ist ν_t keine Materialkonstante, sondern eine Funktion der lokalen Turbulenzstruktur, also ein von der jeweiligen Strömung abhängiger Wert. Die turbulente kinetische Energie $k = \overline{u_i u_i}/2$ stellt das Geschwindigkeitsmaß der turbulenten Schwankungsbewegungen dar. Es existieren zahlreiche Modellierungsvorschläge, die auf dem Ansatz von Boussinesq beruhen (vgl. Jones und Launder [80], Launder und Spalding [107] und Menter [129]). Im folgenden Abschnitt wird ein differentielles Schließungsmodell zweiter Ordnung vorgestellt, welches im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde.

2.2.1 Transportgleichung für den Reynoldsschen Spannungstensor

Basis für die Modellierung der turbulenten Reynoldsschen Spannungen ist die exakte Formulierung der Reynolds-Spannungs-Gleichung, die aus der Transportgleichung der Schwankungsgeschwindigkeits Komponente u_i (bzw. u_j) hergeleitet wird. Die Gleichungen der Schwankungsgeschwindigkeit kann ohne Weiteres durch Subtraktion der Reynoldsschen Gleichungen (2.8) von den Navier-Stokes-Gleichungen (2.2) gewonnen werden:

$$\begin{aligned} \frac{Du_i}{Dt} \equiv \frac{\partial u_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = & -u_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{1}{\rho} f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - u_i u_j + \overline{u_i u_j} \right], \end{aligned} \quad (2.10)$$

wobei f_i die Schwankungskomponente der Volumenkräfte beschreibt, p der fluktuierende Druck ist und $\nu = \mu/\rho$ die kinematische Viskosität darstellt. Die Multiplikation von Gleichung (2.10) mit u_j (bzw. Du_j/Dt mit u_i) und Addition aller Terme liefert nach abschließender zeitlicher Mittelung und entsprechenden Umformungen die Transportgleichung der Reynolds-

schen Spannungen:

$$\begin{aligned}
 \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} \equiv & \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t}}_{L_{ij}} + \underbrace{U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}}_{C_{ij}} = - \underbrace{\left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{\rho} (\overline{f_i u_j} + \overline{f_j u_i})}_{F_{ij}} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{\rho} p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij}} \\
 & - \underbrace{2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}} \\
 & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{\rho} p (u_i \delta_{jk} + u_j \delta_{ik}) \right)}_{D_{ij}^p} \\
 & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \overline{-u_i u_j u_k} \right]}_{D_{ij}^\nu + D_{ij}^t} \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

Die einzelnen Terme der obigen Gleichung lassen sich wie folgt physikalisch erklären. Die Terme L_{ij} und C_{ij} der linken Seite beschreiben die lokale (zeitliche) Änderung der Reynoldsschen Spannungen $\overline{u_i u_j}$ und deren konvektiven Transport. Die Terme P_{ij} und F_{ij} der rechten Seite stellen die Produktionsrate der Reynoldsschen Spannungen dar. Im Term P_{ij} werden die Reynoldsschen Spannungen infolge der Deformation der mittleren Geschwindigkeit produziert. Im Term F_{ij} erfolgt die Produktion aufgrund der Schwankungskomponenten der Volumenkräfte. Über die Druck-Scher-Korrelation Φ_{ij} wird der Umverteilungsprozess unter den Spannungskomponenten infolge der Druckschwankungen beschrieben. Die Terme, die mit D_{ij} gekennzeichnet sind, haben einen diffusiven Charakter und werden unterteilt in den viskosen Transport D_{ij}^ν , den diffusiven Transport aufgrund der Schwankungsbewegungen der Geschwindigkeiten D_{ij}^t und den diffusiven

2 Turbulente Strömungen

Transport infolge der Druckschwankungen D_{ij}^p . Der Term ε_{ij} wirkt in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen als Senkenterm und beschreibt die viskose Dissipation der kleinskaligen Wirbelstrukturen in Wärme. In der oben vorgestellten Transportgleichung (2.11) lassen sich nur die Produktionsterme P_{ij} , F_{ij} und der Term der molekularen Diffusion D_{ij}^ν exakt behandeln, wohingegen alle übrigen, in der Gleichung eingerahmten Terme, unbekannte Ausdrücke enthalten und entsprechend modelliert werden müssen (vgl. bspw. Gibson und Launder [49], Jakirlić und Hanjalić [71] und Lien und Leschziner [111]). Hierbei hat sich herausgestellt, dass die Dissipationsrate ε der turbulenten kinetischen Energie eine geeignete Größe für die Modellierung der unbekannten Ausdrücke¹ darstellt. Daher wird im folgenden Abschnitt auf die Beschreibung der Transportgleichung von ε näher eingegangen.

2.2.2 Transportgleichung für die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie

Zur Modellierung einzelner Terme in der Transportgleichung der Reynoldsschen Spannungen wird im Allgemeinen die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ε herangezogen. Des Weiteren spielen diese Größen eine wichtige Rolle im Bereich der Turbulenzmodellierung, da aus ihnen ein turbulentes Zeit- und Längenmaß gebildet werden kann.

$$\tau = \frac{k}{\varepsilon}; \quad l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.12)$$

Die turbulente kinetische Energie k kann direkt aus der Spur des Reynoldsschen Spannungstensors gewonnen werden.

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_i u_i}) \quad (2.13)$$

Für die Bestimmung der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie $\varepsilon \equiv \nu (\partial u_i / \partial x_j)^2$ hat es sich als zweckmäßig herausgestellt ihre Transportgleichung zu lösen (vgl. Davydov [31]).

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{Du_i}{Dt} \right) \quad (2.14)$$

¹Insbesondere für die Modellierung von ε_{ij} und dem wandnahen Verhalten von Φ_{ij} und D_{ij}^t .

2.2 Reynolds-Spannungs-Modellierung turbulenter Strömungen

Die sich aus Gleichung (2.14) ergebende vollständige Transportgleichung lautet:

$$\begin{aligned}
 \frac{D\varepsilon}{Dt} &\equiv \underbrace{\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}}_{L_\varepsilon} + \underbrace{\frac{\partial U_k \varepsilon}{\partial x_k}}_{C_\varepsilon} \\
 &= \underbrace{-2\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k}}_{P_\varepsilon^1 + P_\varepsilon^2} \quad \underbrace{-2\nu u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_l}}_{P_\varepsilon^3} \\
 &\quad \underbrace{-2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_k}{\partial x_l}}_{P_\varepsilon^4} + \underbrace{\frac{2\nu}{\varrho} \frac{\partial f_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}}_{F_\varepsilon} - \underbrace{2 \left(\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_l} \right)^2}_Y \\
 &\quad + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right)}_{D_\varepsilon^\nu} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (-u_k \varepsilon')}_{D_\varepsilon^t} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(-\frac{2\nu}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)}_{D_\varepsilon^p} \quad (2.15)
 \end{aligned}$$

Die physikalische Bedeutung der einzelnen Terme in der obigen Gleichung lässt sich wie folgt erklären. Die Terme L_ε und C_ε der linken Seite beschreiben die lokale (zeitliche) Änderung der Dissipationsrate ε und deren konvektiven Transport. Die Terme P_ε^1 bis P_ε^4 der rechten Seite beschreiben den Anteil der Produktion der Dissipationsrate: P_ε^1 und P_ε^2 infolge der Deformation der mittleren Geschwindigkeit, P_ε^3 aufgrund des Gradienten der mittleren Wirbelstärke und P_ε^4 infolge der Ausdehnung der Wirbelfäden. F_ε beschreibt die zusätzliche Produktion von ε aufgrund vorhandener Volumenkräfte, wohingegen Y den Anteil der Vernichtung von ε infolge der viskosen Effekte darlegt. Die Terme,² die mit D_ε gekennzeichnet sind, haben einen diffusiven Charakter und werden in ihrer Art analog zu Gleichung (2.11) unterteilt (vgl. Mansour *et al.* [126]). In den Transportgleichungen für die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie benötigen die Terme L_ε , C_ε und D_ε^ν keinen Modellierungsansatz. Für alle anderen, in der Gleichung eingerahmten Terme, müssen geeignete Modellformulierungen mit verfügbaren Größen aufgestellt werden (vgl. bspw. Craft *et al.* [28], Hanjalic und Launder [62] und Launder *et al.* [109]).

²Wobei ε' hier für die Schwankungskomponente von $\nu(\partial u_i/\partial x_j)^2$ steht.

2.2.3 Konventionelles Reynolds-Spannungs-Modell nach Jakirlić-Maduta

Die in industriellen Anwendungen am häufigsten verwendeten Turbulenzmodelle sind die sogenannten *high-Reynolds-Zahl* Modelle. Dabei werden die Differentialgleichungen nicht bis zur Wand hin integriert, sondern durch eine Überbrückung der viskosen Unterschicht mit Hilfe von Wandfunktionen gelöst (vgl. bspw. Gosman *et al.* [51], Launder und Sharma [105], Leschziner [110]). Hierbei wird von der Annahme ausgegangen, dass zwischen Produktion und Dissipation turbulenter kinetischer Energie ein Gleichgewicht herrscht und somit das logarithmische Wandgesetz gültig ist. Der entscheidende Aspekt dabei ist, dass die Auflösung der Grenzschicht nicht mehr zwingend notwendig ist und infolgedessen erhebliche Rechenzeit eingespart werden kann. Das Konzept der Wandfunktionen in Verbindung mit einem Reynolds-Spannungs-Modell (*Reynolds stress model* – RSM) wurde in seiner Grundform von Gibson und Launder [49] vorgestellt und akribisch weiterentwickelt (vgl. bspw. Speziale *et al.* [166]).

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Untersuchungen zur Beeinflussung und Manipulation des wandnahen Verhaltens wandgebundener Strömungen mittels Plasma-Aktuatoren sind *high-Reynolds-Zahl* Modelle nicht mehr zielführend und der Einsatz von *low-Reynolds-Zahl* Modellen unumgänglich. Der Vorteil der *low-Reynolds-Zahl* Modellformulierung liegt in seiner Behandlung des wandnahen Bereichs. Hierbei erfolgt die Integration der Differentialgleichungen bis zur unmittelbaren Wandnähe, um das wandnahe Verhalten wandgebundener Strömungen korrekt erfassen zu können (vgl. bspw. Launder und Shima [106] und Launder und Tselepidakis [108]). Im Folgenden wird ein *low-Reynolds-Zahl* RSM, welches im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, erörtert.

Ausgangsbasis für das *low-Reynolds-Zahl* RSM von Jakirlić und Maduta [72] ist der Modellvorschlag von Hanjalić und Jakirlić [59] und Jakirlić und Hanjalić [71]. Hierbei wird die folgende Formulierung für die Transportgleichung der Reynoldsschen Spannungen vorgeschlagen.

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\frac{1}{2} \nu \delta_{kl} + C_s \frac{k}{\varepsilon^h} \overline{u_k u_l} \right) \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right] \\ - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \right) + \Phi_{ij} - \varepsilon_{ij}^h \end{aligned} \quad (2.16)$$

Die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ε setzt sich aus zwei Teilen zusammen, einem homogenen ε^h und einem nicht homogenen

2.2 Reynolds-Spannungs-Modellierung turbulenter Strömungen

Anteil ε^n . Somit ergibt sich folgender Ausdruck für die Transportgleichung der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \underbrace{\frac{1}{2}\nu \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_k} \left(\frac{Dk}{Dt} \right)}_{\text{nicht homogen}} + \underbrace{\frac{D\varepsilon^h}{Dt}}_{\text{homogen}} \quad (2.17)$$

Um die korrekte Form des Dissipationsprofils ohne Ableitungen vierter Ordnung von k zu berücksichtigen, führte Jovanović *et al.* [81] folgende Beziehung ein:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{D\varepsilon^h}{Dt} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial \varepsilon^h}{\partial x_k} \right)}_{\frac{1}{2} D\nu_{\varepsilon^h}} \quad (2.18)$$

Da der zweite Term der rechten Seite, der die viskose Diffusion der Dissipationsrate beschreibt, bekannt ist, muss zur Berechnung der gesamten Dissipationsrate die Transportgleichung für die homogene Dissipationsrate gelöst werden:

$$\frac{D\varepsilon^h}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\frac{1}{2}\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon^h}{\partial x_k} \right] - C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon^h}{k} \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^h \tilde{\varepsilon}^h}{k} + P_\varepsilon^3, \quad (2.19)$$

wobei P_ε^3 den in Wandnähe bedeutsamen Gradienten-Produktionsterm beschreibt:

$$P_\varepsilon^3 = -2\nu \left(\frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_l} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_l} + C_{\varepsilon 3} \frac{k}{\varepsilon^h} \frac{\partial \overline{u_k u_l}}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_l} \right). \quad (2.20)$$

Gleichung (2.19) entspricht hauptsächlich dem Modellvorschlag von Hanjalić und Launder [61] bzw. Jakirlić und Hanjalić [71]. In dem von Jakirlić und Maduta [72] vorgeschlagenen RSM wird eine Transportgleichung an Stelle der homogenen Dissipationsrate ε^h für die charakteristische Frequenz ω^h der Energie dissipierenden Wirbel aufgestellt. Diese folgt im Wesentlichen³ aus der Transportgleichung der homogenen Dissipationsrate ε^h und der Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie k ,

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(C_1 \nu + C_2 \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] - \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \varepsilon^h \quad (2.21)$$

³Im Vergleich zum Modellvorschlag von Jakirlić und Hanjalić [71] wird der sogenannte *simple gradient Ansatz* für die Modellierung der turbulenten Diffusion D_{ij}^t verwendet.

2 Turbulente Strömungen

unter Verwendung der hinlänglich bekannten Beziehung $\omega = \varepsilon/k$

$$\frac{D\omega^h}{Dt} = \left(\frac{D\varepsilon^h}{Dt}k - \frac{Dk}{Dt}\varepsilon^h \right) \frac{1}{k^2} \quad (2.22)$$

und nach entsprechenden Umformungen, zu:

$$\begin{aligned} \frac{D\omega^h}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\frac{1}{2}\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega^h}{\partial x_k} \right] - (C_{\varepsilon 1} - 1) \frac{\omega^h}{k} \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \\ & - (C_{\varepsilon 2} - 1) \omega^{h^2} + \frac{2}{k} \left(0.55 \frac{1}{2}\nu + \frac{\nu_t}{4} \right) \frac{\partial \omega^h}{\partial x_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} + \frac{1}{k} P_\varepsilon^3, \end{aligned} \quad (2.23)$$

wobei hier entsprechend dem Wirbelviskositäts-Ansatz (2.9) zur Erhöhung der Stabilität des Modells die vereinfachte Form des P_ε^3 -Terms (2.20) Verwendung findet:

$$P_\varepsilon^3 = 2\nu\nu_t \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_l} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_l} \quad (2.24)$$

Des Weiteren wird für die kinematische turbulente Viskosität folgende Modellformulierung verwendet:

$$\nu_t = 0.144 A k^{1/2} \max \left[10 \left(\frac{\nu^3}{k\omega^h} \right)^{1/4}, \frac{k^{1/2}}{\omega^h} \right] \propto y^3, \quad (2.25)$$

wobei A nach Lumley und Newman [114] die Zweikomponenten-Invariante des Reynolds-Spannungs-Anisotropie-Tensors a_{ij} beschreibt.

$$\begin{aligned} a_{ij} &= \frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \\ A_2 &= a_{ij} a_{ij}; \quad A_3 = a_{ij} a_{ik} a_{jk} \\ A &= 1 - 9 \left(\frac{1}{8} A_2 - A_3 \right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

2.2.4 Wirbelauflösendes Reynolds-Spannungs-Modell nach Jakirlić-Maduta

Die wesentliche Voraussetzung für den Erfolg der stationären RANS-Modellierung ist, dass sich die betrachtete Strömung in einem statistisch stationären Zustand befindet. Um auch die instationären Wirbelstrukturen in der Strömung aufzulösen und gleichzeitig die Vorteile der RANS-Modellierung

zu nutzen wurde die Transportgleichung (2.23) für die charakteristischen Frequenz ω^h der Energie dissipierenden Wirbel entsprechend erweitert.

Die Modellformulierung basiert auf dem Ansatz von Menter and Egorov [36, 130]. Hierbei wird der ω -Gleichung des k - ω -SST Wirbelviskositätsmodells nach Menter [128] ein zusätzlicher Produktionsterm P_{SAS} (*Scale Adaptive Simulation* – SAS) zugeführt. Analog dazu setzt sich die ω^h -Gleichung wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} \frac{D\omega^h}{Dt} &= \left(\frac{D\omega^h}{Dt} \right)_{Gl.(2.23)} + P_{SAS} \\ P_{SAS} &= C_{RSM,1} \max [P_{SAS}^*, 0] \\ P_{SAS}^* &= 2.3713 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{vk}} \right)^{1/2} - 3 C_{RSM,2} k \max \left[\frac{(\nabla \omega^h)^2}{\omega^{h^2}}, \frac{(\nabla k)^2}{k^2} \right] \end{aligned} \quad (2.27)$$

wobei L das turbulente Längenmaß beschreibt, L_{vk} das von Kármánsche Längenmaß ausdrückt, κ die von Kármánsche Konstante ist und S die Invariante des mittleren Schergeschwindigkeits-Tensors darstellt:

$$L = \frac{k^{1/2}}{\omega^h} \quad (2.28)$$

$$L_{vk} = \frac{\kappa S}{|\nabla^2 U|} \quad \text{mit } \nabla^2 U = \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \times \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \right)^{1/2} \quad (2.29)$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad \text{mit } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.30)$$

Die oben beschriebene Modellformulierung wird in Verbindung mit der Transportgleichung für den Reynoldsschen Spannungen nach Jakirlić und Hanjalić [71] gelöst und Bezug nehmend auf die konventionellen Reynolds-Spannungs-Modelle (RSM) als wirbelauflösendes Reynolds-Spannungs-Modell (*instability-sensitive Reynolds stress model* – IS-RSM) bezeichnet (s. Jakirlić und Maduta [72]).

2.3 Numerische Verfahren

Wie aus den strömungsmechanischen Grundgleichungen (2.1) und (2.2) ersichtlich ist, handelt es sich hierbei um ein System nichtlinearer partieller Differentialgleichungen für die, außer in einigen Spezialfällen, keine analyti-

schen Lösungen existieren. Mit Hilfe geeigneter Diskretisierungsmethoden werden die partiellen Differentialgleichungen in ein System algebraischer Gleichungen überführt und liefern so numerische Lösungen an diskreten Stellen in Raum und Zeit. Im folgenden Abschnitt wird die Finite-Volumen-Methode (*finite-volume method* – FVM) vorgestellt, die sich im Rahmen der numerischen Strömungsmechanik etabliert hat (vgl. Ferziger und Perić [44] und Patankar [139]).

2.3.1 Finite-Volumen-Methode

Im weiteren Verlauf wird die FVM anhand einer Bilanzgleichung für eine skalare Größe ϕ betrachtet. Es wird angenommen, dass das Geschwindigkeitsfeld sowie die Eigenschaften des Fluids bekannt sind. Für die räumliche Diskretisierung wird das physikalisch betrachtete Rechengebiet von einem Gitter in eine endliche Anzahl kleiner Kontrollvolumina (KV) unterteilt (s. Abb. 2.1).

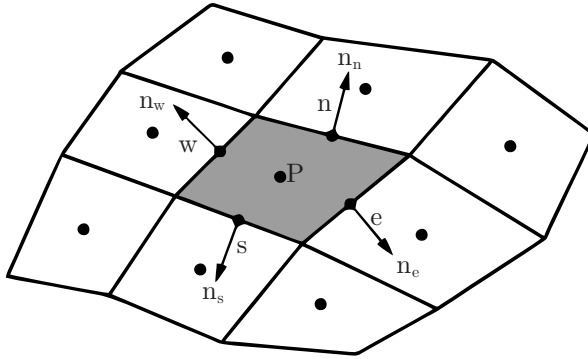


Abbildung 2.1: Kontrollvolumen mit dem Zellmittelpunkt P und in Kompassnotation die zugehörigen Nachbarschaftsbeziehungen (entnommen aus Ferziger und Perić [44]).

Gemäß des Falles, dass das Geschwindigkeitsfeld stationär, zweidimensional und inkompressibel ist, lauten die differentiellen Bilanzgleichungen der skalaren Größe ϕ für die einzelnen KV auf einem kartesischem Gitter wie folgt:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho U_i \phi - \alpha \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = q_\phi \quad i = 1, 2 \quad (2.31)$$

Mittels Integration der Gleichung (2.31) über die einzelnen KV gewinnt man unter Anwendung des Gaußschen Integralsatzes folgende Formulierung:

$$\int_S \left(\varrho U_i \phi - \alpha \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) n_i dS = \int_V q_\phi dV \quad (2.32)$$

Wobei dS das Flächenelement, n_i den Normalenvektor senkrecht zur Oberfläche und dV das Volumenelement beschreibt.

Approximation von Volumenintegralen Der Term auf der rechten Seite der Bilanzgleichung (2.32) verlangt eine Integration über das Volumen der einzelnen KV. Hierbei kann die Approximation entsprechend der aus der numerischen Integration bekannten Mittelpunktsregel erfolgen.

$$Q_{\phi p} = \int_V q_\phi dV = \bar{q}_\phi \Delta V \approx q_{\phi p} \Delta V \quad (2.33)$$

Wobei \bar{q}_ϕ den Mittelwert über die einzelnen KV beschreibt und $q_{\phi p}$ den Wert von q_ϕ im Zentrum der KV ausdrückt. Da bei der FVM alle Variablen im Zentrum der KV zur Verfügung stehen, sind keine weiteren Maßnahmen erforderlich.

Approximation von Flächenintegralen Der Integralausdruck der linken Seite in Gleichung (2.32) wird in vier Oberflächenintegrale über die Seiten der KV S_c ($c = w, e, s, n$) aufgespalten

$$\sum_c \int_{S_c} \left(\varrho U_i \phi - \alpha \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) n_{ci} dS_c = \int_V q_\phi dV \quad (2.34)$$

und stellt eine Bilanzgleichung für die konvektiven (F_c^C) bzw. diffusiven Flüsse (F_c^D) über die jeweiligen KV-Seiten dar.

$$F_c^C = \int_{S_c} (\varrho U_i \phi) n_{ci} dS_c \quad (2.35)$$

$$F_c^D = \int_{S_c} \left(-\alpha \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) n_{ci} dS_c \quad (2.36)$$

2 Turbulente Strömungen

Wie bereits oben beschrieben, kann auch für die Approximation der Oberflächenintegrale die Mittelpunktsregel angewandt werden.

$$F_e = \int_{S_e} f dS_e = \bar{f}_e S_e \approx f_e S_e, \quad (2.37)$$

wobei hier f die Komponente des konvektiven respektiven diffusiven Flusses in Normalenrichtung zur KV-Seite bezeichnet. \bar{f}_e beschreibt den Mittelwert über die KV-Seite und f_e den Wert im Schwerpunkt der KV-Seite. Da jedoch bei der FVM nur Werte im Zentrum der KV bekannt sind, muss der Wert von f_e im Integrationspunkt (Flächenschwerpunkt) „e“ durch geeignete Interpolationsmethoden approximiert werden.

Interpolationsmethoden Für die Approximationen der Werte in den Flächenschwerpunkten müssen die Integranden des konvektiven bzw. diffusiven Flusses getrennt von einander betrachtet werden (s. Gl. (2.35) und Gl. (2.36)). Es wird sowohl der Wert der skalaren Größe ϕ als auch deren Ableitung in einem oder mehreren Punkten auf der KV-Oberfläche benötigt.

Approximation der konvektiven Flüsse Im Folgenden wird für die Berechnung des konvektiven Flusses gezeigt, wie der Wert von ϕ an der KV-Seite „e“ approximiert werden kann.

Upwind Interpolation Zur Bestimmung von ϕ_e wird bei dem Upwind-Verfahren (UDS) bereits bei der Diskretisierung die Richtung des Geschwindigkeitsvektors berücksichtigt. Hierbei wird angenommen, dass der konvektive Transport der Größe ϕ sich nur in Strömungsrichtung vollzieht

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P, & \text{falls } \dot{m}_e > 0 \\ \phi_E, & \text{falls } \dot{m}_e < 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

wobei \dot{m}_e dem Massenstrom durch die KV-Seite „e“ entspricht. Das Upwind-Verfahren in seiner numerisch robusten Beschreibung hat den Nachteil, dass es numerisch diffusiv ist und nur eine Genauigkeit erster Ordnung besitzt.

Lineare Interpolation Bei dem zentralen Differenzenschema (*Central differencing scheme* – CDS) wird ϕ_e über die Werte in den Mittelpunkten des

aktuellen KV „P“ und des benachbarten KV „E“ mittels einem linearen Interpolationsfaktor λ_e dargestellt

$$\begin{aligned}\phi_e &\approx \phi_E \lambda_e + \phi_P (1 - \lambda_e) \\ \lambda_e &= \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P}\end{aligned}\tag{2.39}$$

und besitzt eine Genauigkeit zweiter Ordnung. Das CDS basiert auf der Annahme, dass die Strömungsgrößen stetig sind und durch eine Taylor-Reihenentwicklung approximiert werden können. Jedoch kann das CDS, wie alle Approximationen höherer Ordnung, Oszillationen und Instabilitäten hervorrufen.

Flux-Blending Methode Um die Vorteile der Verfahren erster- und zweiter Ordnung miteinander zu kombinieren, wurden sogenannte *Flux-Blending* Methoden entwickelt (vgl. Khosla und Rubin [87]). Beide Verfahren werden mit Hilfe eines Parameters β gegeneinander gewichtet, um ein möglichst stabiles und genaues Differenzenschema zu liefern.

$$\phi_e = \beta \phi_e^{CDS} + (1 - \beta) \phi_e^{UDS}\tag{2.40}$$

Mit diesem Gewichtungparameter ist es möglich, das Verfahren auf die jeweilige Problemstellungen anzupassen. Eine Erweiterung dieses Verfahrens ist als *Hybrid* Methode bekannt, hierbei erfolgt die Anpassung des Gewichtungparameters nicht permanent, sondern des momentanen Strömungsverhaltens entsprechend (vgl. Patankar [139], Spalding [165]).

Approximation der diffusiven Flüsse Für die Berechnung des diffusiven Flusses wird der Gradient der Größe ϕ_e im Punkt „e“ auf der KV-Seite benötigt. Dieser kann ebenfalls durch lineare Approximation zwischen den benachbarten KV-Zentren „P“ und „E“ bestimmt werden.

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_e \approx \frac{\phi_E - \phi_P}{x_E - x_P}\tag{2.41}$$

Für ein äquidistantes Gitter besitzt Gleichung (2.36) eine Genauigkeit zweiter Ordnung. Zur Berechnung des konvektiven und diffusiven Flusses existieren noch zahlreiche andere Verfahren, auf welche im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht näher eingegangen werden soll.

2.3.2 Lösungsmethoden sowie zeitliche und räumliche Diskretisierung

Lösen linearer Gleichungssysteme Wie anhand der differentiellen Bilanzgleichung von ϕ erläutert wurde, folgt aus der Finite-Volumen-Diskretisierung für jedes KV allgemein ein Gleichungssystem der Form

$$a_P \phi_P - \sum_c a_c \phi_c = b \quad \text{mit } c = W, E, S, N \quad (2.42)$$

und kann in Matrixform folgendermaßen dargestellt werden:

$$A \vec{\phi} = \vec{b} \quad (2.43)$$

Hierbei bezeichnet A die Koeffizientenmatrix und \vec{b} den Lösungsvektor. Es existieren zahlreiche Methoden zur Lösung von linearen Gleichungssystemen, die in direkte und iterative Verfahren unterteilt werden (vgl. Ferziger und Perić [44]).

Zeitdiskretisierung Die Diskretisierung der Zeit kann über das implizite Euler-Verfahren erfolgen:

$$\phi^{n+1} = \phi^n + f(t_{n+1}, \phi^{n+1}) \Delta t \quad (2.44)$$

Hierbei kann zur Bestimmung der Zeitschrittweite Δt die nach Courant-Friedrichs-Lewy benannte CFL-Zahl angewandt werden

$$\text{CFL} = \frac{U \Delta t}{\Delta x} \quad (2.45)$$

Diskretisierung des Strömungsgebiets Wie aus der Formulierung der FVM hervorgeht, können die Erhaltungsgleichungen der turbulenten Strömungen nur an diskreten Knotenpunkten gelöst werden. Hierzu wird das Strömungsgebiet mit einem sogenannten numerischen Gitter überzogen. Von der Qualität des numerischen Gitters hängt entscheidend das Konvergenzverhalten und die Genauigkeit der Lösung ab. Die Qualität des numerischen Gitters im wandnahen Bereich lässt sich über die Betrachtung des dimensionslosen Wandabstandes y^+ bestimmen:

$$y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu} \quad \text{mit} \quad U_\tau = (\tau_w / \varrho)^{1/2}, \quad \tau_w = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0}, \quad (2.46)$$

wobei U_τ die Wandschubspannungsgeschwindigkeit und τ_w die Schubspannung an der Wand beschreibt. Für das im Abschnitt 2.2.3 vorgestellte *low-Reynolds-Zahl* Reynolds-Spannungs-Modell wird für den ersten Knotenpunkt an der Wand ein dimensionsloser Wandabstand $y^+ < 1$ gefordert.

2.3.3 Numerischer Strömungslöser

Im Bereich der numerischen Strömungsmechanik existieren eine Vielzahl kommerzieller und freier Softwarepakete zur Lösung der strömungsmechanischen Grundgleichungen. Die in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen des plasmainduzierten Wandstrahls, wurden mit dem numerischen Strömungslöser OpenFOAM® realisiert, ein auf der Finite-Volumen-Methode basierender Open Source Code (s. OpenCFD [137]). Die Berechnungen erfolgen dabei auf einem unstrukturierten Gitter. Hierbei wird zur Lösung des linearen Gleichungssystems (2.43) das auf einer ILU-Zerlegung⁴ basierende iterative Verfahren nach Stone [169] angewandt. Alle weiteren relevanten Einstellungen werden explizit zu den jeweiligen numerischen Berechnungen genannt.

⁴*complete LU-Decomposition*

3 Grundlagen der dielektrischen Barriereentladungs-Plasma- Aktuatoren

Der dielektrische Barriereentladungs-Plasma-Aktuator (*Dielectric-barrier-discharge* – DBD) zeichnet sich in erster Linie aufgrund seiner besonderen Bauweise aus, in der mindestens eine der Elektroden vom Gasraum mittels eines Dielektrikums elektrisch isoliert ist (s. Abb. 3.1).

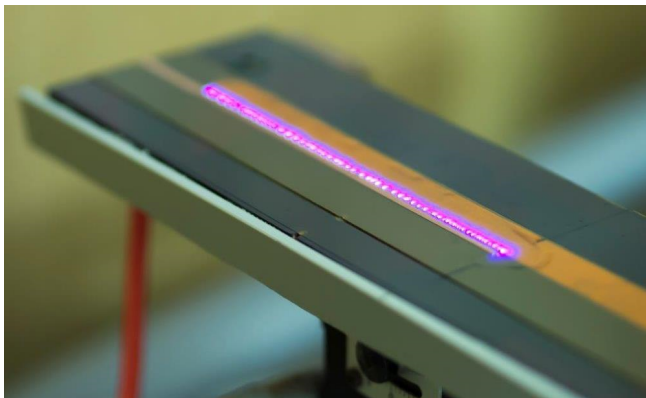


Abbildung 3.1: Aufnahme eines DBD Plasma-Aktuators. Das plasma-typische „Leuchten“ im Entladungsbereich der Elektroden ist zusätzlich magentafarben hervorgehoben.

Um die Entladung auch durch die Isolation hinweg aufrechtzuerhalten, müssen DBD Plasma-Aktuatoren mit Wechselspannung und/oder gepulster Spannung betrieben werden (vgl. Kogelschatz [90]). DBD Plasma-Aktuatoren werden als Nichtgleichgewichts- oder Nichtthermische-Plasmen bezeichnet, da sie sich ähnlich wie bei der Glimmentladung in einem thermischen Ungleichgewicht befinden. Im Vergleich zu anderen Nichtgleichgewichts-Plasmen können jedoch DBD Plasma-Aktuatoren in atmosphärischen Druck betrieben werden (Normaldruckplasmen) und sind

somit für viele technische Anwendungen geeignet, wie bspw. für die Ozongenerierung, Abgasreinigungen und Oberflächenbehandlungen (vgl. Kogelschatz [90]). Je nach geometrischer Konfiguration der Elektroden und des Dielektrikums werden zwischen Volumen- bzw. Oberflächenentladungen Plasma-Aktuatoren unterschieden (vgl. Gibalov und Pietsch [48]). Im Hinblick auf die Anwendungen zur aerodynamischen Strömungskontrolle haben sich aufgrund ihrer Bauweise die Oberflächenentladungen Plasma-Aktuatoren als vorteilhaft erwiesen (vgl. Cattafesta und Sheplak [18]). Die folgenden Abschnitte beschreiben die für die vorliegende Arbeit relevanten Eigenschaften und Merkmale von DBD Plasma-Aktuatoren und werden anhand der Arbeit von Kriegseis [94] kurz vorgestellt.

3.1 Charakterisierung von DBD Plasma-Aktuatoren

Dielektrische Barriereentladungs-Plasma-Aktuatoren werden in das Regime der filamentierten Glimmentladung für nichtthermische Niederdruckplasmen eingestuft, deren Elektronentemperatur im Bereich von 10^4 bis 10^5 K liegt, wohingegen sich die Temperatur der Ionen und Neutralteilchen nur wenig oberhalb der Raumtemperatur befindet. Diese werden als kalte Plasmen bezeichnet. Entsprechend des niedrigen Ionisationsgrades von DBD Plasma-Aktuatoren gibt es nur im Millimeterbereich ein schwach ionisiertes Gas mit niedriger Teilchendichte (s. Becker *et al.* [9]). Plasma-Aktuatoren, die ihre Anwendung speziell in der Strömungskontrolle finden, werden mit einer Hochspannung im Bereich von $U_{kV} = 1 - 50$ kV und mit Frequenzen von einigen Herz bis einigen Kilohertz $\varphi_{pa} = 0.5 - 25$ kHz betrieben. Hierbei hat die anliegende Wechselspannung gewöhnlich einen sinus-, rechteck- oder dreieckförmigen Spannungsverlauf. Je nach Anwendungszweck liegt der Gasdruck in der Größenordnung von 10^{-1} bar für Strömungsbedingungen im Reiseflug (vgl. Benard *et al.* [12], Wu *et al.* [184]) und 10^1 bar für Strömungsvorgänge in geschlossenen Systemen, bspw. in Kompressoren und Turbinen (vgl. Versailles *et al.* [174], Vo *et al.* [176]). Die typischen Eigenschaften von Oberflächen DBD Plasma-Aktuatoren sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Eine weitere Kenngröße zur Charakterisierung und Quantifizierung des Arbeitsverhaltens von DBD Plasma-Aktuatoren ist die effektive elektrische Leistung und wird über ein Ladungs-Spannungs-Zyklogramm, der sogenannten Methode der Lissajous-Figur, bestimmt

3.1 Charakterisierung von DBD Plasma-Aktuatoren

Atmosphärischer Druck	p	$=$	$10^{-1} - 10^1$ bar
Ionisierungsgrad	α	$=$	$10^{-4} - 10^{-3}$
Stromdichte	\vec{J}	$=$	$100 - 1000$ A/cm ²
Elektronendichte	$\varrho(\vec{r})$	$=$	$10^{20} - 10^{21}$ 1/m ³
Elektronenenergie	E_e	$=$	$1 - 10$ eV
Gastemperatur	T_i, T_n	$=$	$300 - 400$ K
Betriebsspannung	U_{kV}	$=$	$1 - 50$ kV
Betriebsfrequenz	φ_{pa}	$=$	$0.2 - 25$ kHz
Spannungsverlauf	sinus-, rechteck-, dreieckförmig		

Tabelle 3.1: Charakteristische Eigenschaften von DBD Plasma-Aktuatoren (s. Kriegseis [94]).

(s. Gibalov und Pietsch [48] und Wagner *et al.* [177]). Hierbei wird das zeitliche Spannungssignal $U_{\text{kV}}(t)$ in einem Diagramm auf der Ordinate und das zeitliche Ladungssignal $Q(t)$ auf der Abszisse abgebildet (s. Abb. 3.2). Die für die Entladung eingebrachte Energie E_k ist definiert durch die Fläche, die das „Signalparallelogramm“ umrandet und wird pro Entladezyklus k berechnet zu:

$$E_k = \oint_k Q(t) dU_{\text{kV}} \quad (3.1)$$

und führt durch anschließender Multiplikation mit der Betriebsfrequenz φ_{pa} auf die effektive elektrische Leistung von Plasma-Aktuatoren:

$$P_{\text{el,eff}} = E_k \varphi_{\text{pa}}. \quad (3.2)$$

Kriegseis *et al.* [96] haben in ihren Untersuchungen gezeigt, dass durch die Berechnung der Steigung im Ladungs-Spannungs-Zyklogramm die Kapazität $C(t)$ des Aktuators zu einer bestimmten Phasenlage Φ der Hochspannung $U_{\text{kV}}(t)$ ermittelt werden kann:

$$C(t) = \frac{dQ(t)}{dU_{\text{kV}}(t)} \quad (3.3)$$

Des Weiteren haben sie die zeitliche Entwicklung der Kapazität eines Entladezyklus analysiert und konnten zwei wesentliche Bereiche identifizieren. Den Bereich, in dem eine Plasma-Entladung stattfindet C_{eff} , und einen Bereich, in dem es zu keiner Plasma-Entladung kommt C_0 (s. Abb. 3.2).

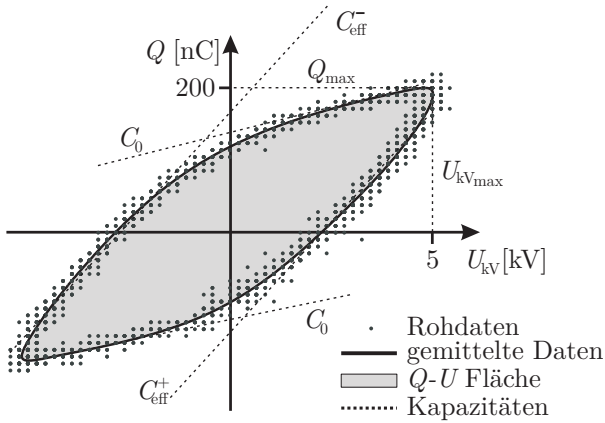


Abbildung 3.2: Ladungs-Spannungs-Zyklogramm (Lissajous-Figur) für einen Oberflächen DBD Plasma-Aktuator mit typischen Betriebsparametern; Charakteristische Größen $U_{kv,max}$, Q_{max} und die Kapazitäten C_{eff} und C_0 (s. Kriegseis *et al.* [96]).

3.2 Wirkungsweise von DBD Plasma-Aktuatoren

Die Funktionsweise von DBD Plasma-Aktuatoren auf dem Gebiet der Strömungsmechanik wird über die lokale Impulsübertragung, der im Plasma beschleunigten Ionen, infolge von Kollisionen auf das Neutralgas der Umgebung beschrieben. Ungeachtet der deutlich größeren Driftgeschwindigkeit der Elektronen als die der Ionen, haben die Elektronen aufgrund ihrer wesentlich geringeren Masse marginalen Einfluss auf die Impulsübertragung. Der innerhalb der Impulsaustauschregion durch Plasma-Aktuatoren hervorgerufene Impulseintrag in die umgebende Strömung wird üblicherweise als Volumenkraft bezeichnet. Wie bereits zu Beginn des Kapitels erwähnt, werden Plasma-Aktuatoren mit einer Wechselspannung betrieben. Hierdurch ändert sich mit dem periodischen Wechseln im Vorzeichen der Spannung das zugrundeliegende elektrische Feld, und es kommt in den jeweiligen Halbzyklen zu stark unterschiedlich ausgeprägten Entladungszuständen des Plasma-Aktuators (s. Enloe *et al.* [40] und Orlov *et al.* [138]). Es existieren zwei grundlegende Theorien, welche die zeitliche Entwicklung der plasmainduzierten Volumenkraft betreffen. In der *Push-Pull-Theorie* wird angenommen, dass in einem Halbzyklus die Strömung stark stromab beschleunigt wird (*Push*), wohingegen im anderen Halbzyklus die Strömung

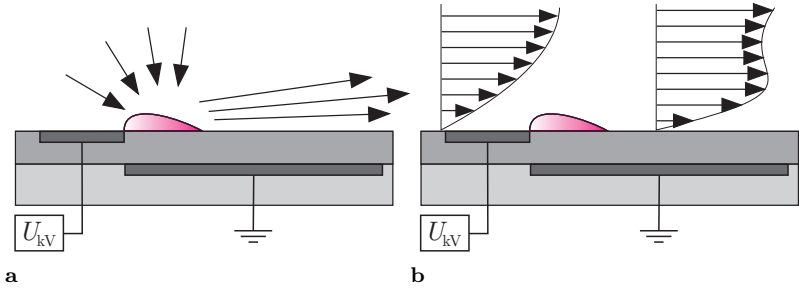


Abbildung 3.3: Wirkungsweise von DBD Plasma-Aktuatoren. Der magentafarbene Bereich stellt die plasmainduzierte Volumenkraft dar. Qualitativ angedeutet ist in a) der sich einstellende Wandstrahl und in b) das manipulierte Geschwindigkeitsprofil der überlagerten Grenzschichtströmung (vgl. Kriegseis [94]).

mung schwach verlangsamt wird (*Pull*) (s. Font und Morgan [45] und Porter *et al.* [142]). Die *Push-Push-Theorie* hingegen besagt, dass das Plasma in beiden Halbzyklen eine beschleunigte stromabwärts gerichtete Wirkung aufweist (s. Baird *et al.* [5], Boeuf *et al.* [16] und Font *et al.* [46]). Für detaillierte Einblicke in die mikroskopische Betrachtung der Wirkungsweise von Plasma-Aktuatoren sei an dieser Stelle auf die Arbeiten von Boeuf und Pitchford [15], Debien *et al.* [32], Lagmich *et al.* [101], Likhanskii *et al.* [112] und Singh und Roy [162, 163] verwiesen.

Aufgrund des deutlichen Unterschieds von mehreren Größenordnungen zwischen der plasmatischen Zeitskala (ps) und der aerodynamischen Zeitskala (ms), wird von einer quasi stationären Impulsübertragung des Plasma-Aktuators auf das Fluid ausgegangen (s. Schneider *et al.* [160]). Wenn sich die umgebende Luft in Ruhe befindet stellt sich ein quasi stationärer Wandstrahl ein (s. Abb. 3.3a). Im Fall einer überlagerten Strömung kommt es zu einer aktiven Beeinflussung des wandnahen Bereichs (s. Abb. 3.3b). Diese charakteristische Eigenschaft des Plasma-Aktuators steht im Mittelpunkt der aktiven Strömungskontrolle mit dem Ziel einer aerodynamischen Leistungsverbesserung.

3.3 Modellierungsansätze zur Beschreibung von DBD Plasma-Aktuatoren

Für die Modellierung des aerodynamischen Effekts von DBD Plasma-Aktuatoren existieren unterschiedliche Strategieansätze, die sich im Hinblick auf ihre Komplexität stark voneinander unterscheiden. Im Allgemeinen lassen sich die Modellstrategien in folgende drei Kategorien einteilen:

- Physikalische Modelle
- Phänomenologische Modelle
- Fluidmechanische Modelle

Eine Zusammenfassung und Darstellung der physikalischen und phänomenologischen Modellstrategien ist in der Übersichtsarbeit von Jayaraman und Shyy [75] zu finden. Eine ausführliche Beschreibung der fluidmechanischen Modelle erfolgt in der Arbeit von Kriegeis [94]. Nachfolgend werden diese zusammengefasst vorgestellt.

3.3.1 Physikalische Modelle

Hauptaugenmerk der physikalischen Modelle ist es einen Beitrag für die Erklärung der Wirkmechanismen von Plasma-Aktuatoren in der Strömungsmechanik zu liefern. Des Weiteren können sie als Grundlage für die unterschiedlichen Modellstrategien zur Beschreibung des aerodynamischen Effektes von Plasma-Aktuatoren dienen. Die physikalischen Modelle erfassen die Bewegung der im Plasma auftretenden Teilchen und beschreiben deren Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung nach physikalischen Gesetzen. Aufgrund der hohen Komplexität der physikalischen und chemischen Prozesse basieren viele der Parameter, wie bspw. die Teilchenmobilität, der Stoßquerschnitt und die Rekombinationsrate auf empirischen Daten. Im Folgenden wird das physikalische Modell nach Boeuf *et al.* [16] vorgestellt, welches auf der fluiddynamischen Modellformulierung basiert.

Das Modell nach Boeuf Basis der fluiddynamischen Modellformulierung ist die Kopplung zwischen der Kontinuitätsgleichung der geladenen Teilchen und der Poisson-Gleichung (3.6) für das elektrostatische Feld. Bei der Betrachtung eines Fluids, das aus jeweils zwei Komponenten besteht, den

3.3 Modellierungsansätze zur Beschreibung von DBD Plasma-Aktuatoren

Ionen (Index i) und den Elektronen (Index e), ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{u}_e) = n_e \nu_i - r_{ei} n_e n_i \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{u}_i) = n_e \nu_i - r_{ei} n_e n_i \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r \vec{E}) = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) + \frac{e}{\varepsilon_0} \varrho_c \quad (3.6)$$

Hierbei beschreiben n_i , n_e die Teilchendichte, \vec{u}_i , \vec{u}_e die mittlere Geschwindigkeit der Ionen und Elektronen, e die Elementarladung und ϱ_c die Oberflächenladung. Die Terme der rechten Seite in den Kontinuitätsgleichungen (3.4) und (3.5) erläutern den kinetischen Prozess der Ionisation und der Ladungsträgervernichtung auf Grund der Kollision der Teilchen miteinander und werden von Boeuf *et al.* [16] wie folgt bestimmt. Die Ionisationsfrequenz ν_i wird über die für diesen Zweck entwickelte BOLSIG-Software¹ ermittelt. Der Rekombinationskoeffizient r_{ei} , welcher die Elektron-Ion-Rekombination darstellt, wird anhand von empirischen Daten zu $10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ gewählt. Als Ausdruck für den Fluss der Komponenten $n_{e,i} \vec{u}_{e,i}$ wird die Drift-Diffusion Approximation herangezogen,

$$n_e \vec{u}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e \quad (3.7)$$

$$n_i \vec{u}_i = n_i \mu_i \vec{E} - D_i \nabla n_i \quad (3.8)$$

welche Elektromigration und Diffusion beinhaltet, in der $\mu_{e,i}$ die Teilchenmobilität beschreibt und $D_{e,i}$ den Diffusionskoeffizienten für Elektronen und Ionen darstellt. Durch Annahmen die noch für die Diffusionskoeffizienten getroffen werden müssen sind die Fluidgleichungen der geladenen Teilchen vollständig beschrieben.

Mit Hilfe der Gleichungen (3.4) bis (3.6) kann die Ionenverteilung bestimmt werden. Mit ihr lässt sich die von Plasma-Aktuatoren induzierte Kraftverteilung über den Impulseintrag der geladenen Teilchen auf die Neutralteilchen bestimmen. Unter Vernachlässigung der mittleren Geschwindigkeit der Neutralteilchen kann die Kraftverteilung wie folgt beschrieben werden:

$$\vec{F}_i = n_i m_i \nu_{in} \vec{u}_i \quad \text{und} \quad \vec{F}_e = n_e m_e \nu_{en} \vec{u}_e, \quad (3.9)$$

¹Die verwendete BOLSIG-Software löst die Boltzmann-Gleichung für gering ionisiertes Gas unter einem konstanten elektrischen Feld (s. Hagelaar und Pitchford [57]).

3 Grundlagen von DBD Plasma-Aktuatoren

wobei m_i und m_e die Masse der Ionen und Elektronen bezeichnen und ν_{in} , ν_{en} die Impulsübertragungsfrequenz der Ionen-Neutral- und Elektronen-Neutral Kollisionen ausführen. Über die Beweglichkeit der geladenen Teilchen

$$\mu_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}} \quad \text{und} \quad \mu_e = \frac{e}{m_e \nu_{en}} \quad (3.10)$$

und deren Stromgleichung $\vec{J}_{i,e}$ ergibt sich für die Kraftverteilung, die auf das neutrale Gas wirkt, folgender Ausdruck:

$$\vec{F} = \frac{\vec{J}_i}{\mu_i} - \frac{\vec{J}_e}{\mu_e} \quad (3.11)$$

Für Normaldruckplasmen lässt sich die Stromdichte aus Gleichung (3.11) mit der Drift-Diffusionsgleichung für geladene Teilchen im Plasma ersetzen, die sich aus der Summe der Driftstromdichte und der Diffusionsstromdichte zusammen setzt:

$$\vec{J}_i = en_i \mu_i \vec{E} - e D_i \nabla n_i, \quad \vec{J}_e = en_e \mu_e \vec{E} - e D_e \nabla n_e \quad (3.12)$$

Die Einstein-Relation aus der kinetischen Gastheorie, die eine Beziehung des Diffusionskoeffizienten und der Beweglichkeit der Teilchen zueinander herstellt, liefert folgende Formulierung für die Kraftverteilung:

$$\vec{F} = e(n_i - n_e) \vec{E} - k T_i \nabla n_i - k T_e \nabla n_e \quad (3.13)$$

Hierbei ist k die Boltzmann-Konstante und $T_{e,i}$ steht für die Elektronen-respektive Ionen-Temperatur. Im Fall von DBD Plasma-Aktuatoren, die unter atmosphärischem Druck betrieben werden, reduziert sich Gleichung (3.11) zu:

$$\vec{F} = \frac{\vec{J}_i}{\mu_i} - \frac{\vec{J}_e}{\mu_e} \approx e(n_i - n_e) \vec{E} \quad (3.14)$$

Die obige Gleichung stellt die Kraftverteilung für ein zwei-atomiges Gas, wie z. B. Stickstoff, dar. In Luft bilden sich, im Gegensatz zu Stickstoff, auch negative Ionen. Da diese eine andere Beweglichkeit als die positiven Ionen und Elektronen haben, muss zusätzlich eine Kontinuitätsgleichung für die negativen Ionen (Index n) aufgestellt werden. Außerdem müssen die anderen Gleichungen um die Terme, welche die Wechselwirkung mit den

3.3 Modellierungsansätze zur Beschreibung von DBD Plasma-Aktuatoren

negativen Ionen beschreiben, erweitert werden:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \left(-n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e \right) = n_e (\nu_i - \nu_a) - r_{ei} n_e n_i \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left(n_i \mu_i \vec{E} - D_i \nabla n_i \right) = n_e \nu_i - r_{ei} n_e n_i - r_{in} n_i n_n \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot \left(-n_n \mu_n \vec{E} - D_n \nabla n_n \right) = n_e \nu_a - r_{in} n_i n_n \quad (3.17)$$

Hierbei beschreibt ν_a die Anlagerungsfrequenz von Elektronen bei der negativen Ionenbildung und kann über die *BOLSIG*-Software berechnet werden. Analog zur Elektron-Ion-Rekombination spezifiziert r_{in} die Rekombinationsrate der positiven- und negativen Ionen. Des Weiteren wird die Poisson-Gleichung (3.6) auf negative Ionen erweitert.

$$\nabla \cdot \left(\varepsilon_r \vec{E} \right) = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e - n_n) + \frac{e}{\varepsilon_0} \rho_c \quad (3.18)$$

Werden die selben Annahmen getroffen wie im Fall für Stickstoff lautet die resultierende Kraftverteilung unter Berücksichtigung der negativen Ionen wie folgt:

$$\vec{F} \approx e (n_i - n_e - n_n) \vec{E} \quad (3.19)$$

Durch das Lösen der Modellgleichungen ist es möglich, die physikalischen Prozesse von Plasma-Aktuatoren zu verstehen und sie ggf. für weitere Modellstrategien zur Beschreibung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung zu nutzen.

Die Plasma-Fluid-Kopplung zur Beschreibung des plasmainduzierten Wandstrahls ist im Wesentlichen ein Mehrskalen-Problem in Raum und Zeit. Hierbei kann sich die Plasma-Randschicht, die den Übergangsbereich eines Plasmas zur einer angrenzenden Wand beschreibt, bis auf wenige Mikrometer verkleinern, während sich der plasmainduzierte Wandstrahl über ein Bereich von mehreren Zentimetern erstreckt. Des Weiteren müssen zur Lösung der plasmabeschreibenden Gleichungen Zeitschrittweiten kleiner als eine Pikosekunde betrachtet werden, während die strömungsbeschreibenden Gleichungen mit einer Zeitschrittweite von wenigen Millisekunden aufgelöst werden. Um das fluiddynamische Modell der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung mit angemessenen Rechenaufwand in numerische Strömungslöser zu integrieren, müssen aufgrund der Kopplung zwischen den plasmabeschreibenden und den strömungsbeschreibenden Gleichungen zahlreiche Vereinfachungen vorgenommen werden (s. Unfer *et al.* [173]).

Unfer und Boeuf [172] gehen in ihrer Arbeit von einer über die Zeit gemittelten Kraftverteilung aus. Um den Rechenaufwand dabei in Grenzen zu halten, verwendet Unfer [171] in seiner Arbeit ein asynchrones Verfahren zur Lösung der gekoppelten Gleichungssysteme. Durch diese Vereinfachungen konnte der plasmainduzierte Wandstrahl numerisch mit angemessenem Rechenaufwand abgebildet werden. Trotz stetiger Bemühungen, ist es jedoch nicht gelungen, das fluiddynamische Modell der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung im Hinblick auf die Anwendungen zur aerodynamischen Strömungskontrolle mit einem adäquaten Rechenaufwand in numerische Strömungslöser zu überführen.

Weitere Modellierungsansätze zur Beschreibung der physikalischen Prozesse von Plasma-Aktuatoren auf Basis der fluiddynamischen Modellformulierung sind z. B. in Likhanskii *et al.* [112], Roy [149] und Roy *et al.* [150] zu finden.

3.3.2 Phänomenologische Modelle

Liegt das Interesse im Wesentlichen auf der Beschreibung des aerodynamischen Effektes von Plasma-Aktuatoren, so können die sogenannten *phänomenologischen* Modelle herangezogen werden. Hierbei wird von einer zeitlich konstanten Kraftverteilung ausgegangen, welche die quasi stationäre Impulsübertragung von Plasma-Aktuatoren in die umgebende Strömung beschreibt. Ziel der phänomenologischen Modelle ist es, die Volumenkraftverteilung mit Hilfe vereinfachter Funktionen zu beschreiben, die als Eingangsparameter nur die elektrischen Kenngrößen sowie geometrischen Größen des Plasma-Aktuators besitzen. Durch die vollständige Entkopplung von den grundsätzlichen physikalischen Prozessen zur Beschreibung des Wirkmechanismus von Plasma-Aktuatoren konnte der Rechenaufwand zur Bestimmung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung im Vergleich zu den physikalischen Modellen drastisch reduziert werden. Im Folgenden werden die in der Literatur am weitesten verbreiteten phänomenologischen Modelle von Shyy *et al.* [161] und Suzen *et al.* [170] vorgestellt, die als Ausgangsbasis auf das Coulombsche Gesetz der Elektrostatik zurückgreifen.

Modell nach Shyy *et al.* Aus der Gleichung für die Coulombkraft lässt sich die Volumenkraftverteilung \vec{F} über das Vektorfeld der elektrischen Feldstärke \vec{E} wie folgt beschreiben:

$$\vec{F} = \vec{E} \rho_c \quad (3.20)$$

3.3 Modellierungsansätze zur Beschreibung von DBD Plasma-Aktuatoren

wobei hier ϱ_c die Ladungsdichte beschreibt, die sich aus der ersten Maxwell'schen Gleichung bestimmen lässt zu:

$$\nabla \cdot \varepsilon_r \vec{E} = \frac{\varrho_c}{\varepsilon_0} \quad (3.21)$$

Mit den Gleichungen (3.20) und (3.21) lassen sich nach Roth *et al.* [146] und Shyy *et al.* [161] die Volumenkraftverteilung in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke wie folgt berechnen:

$$\vec{F} = \vec{E} \varepsilon \nabla \cdot \vec{E} \quad (3.22)$$

Die Permittivität $\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_0$, auch dielektrische Leitfähigkeit genannt, setzt sich aus der relativen Permittivität ε_r und der Permittivität des Vakuums ε_0 zusammen. Somit muss zur Berechnung der plasmainduzierten Kraftverteilung lediglich ein Ausdruck für das elektrische Feld bereitgestellt werden. In der Arbeit von Jayaraman *et al.* [76] wird folgender Modellvorschlag für die elektrische Feldverteilung von Plasma-Aktuatoren angegeben:

$$|\vec{E}| = \frac{U_{\text{kV}}}{d} - k_1 x - k_2 y \quad (3.23)$$

Hierbei beschreibt U_{kV} die elektrische Spannung der betrachteten Plasma-Aktuator-Konfiguration und d , k_1 und k_2 sind die geometrischen Kenngrößen, welche die Größe und Form der Impulsaustauschregion definieren.

Es sei an dieser Stelle noch anzumerken, dass zur Herleitung von Gleichung (3.22) stark vereinfachte Annahmen getroffen wurden, die nicht zwischen dem angelegten elektrischen Feld in Gleichung (3.20) und dem elektrischen Feld in Gleichung (3.21), hervorgerufen durch die Ladungsdichte, unterscheiden.

Modell nach Suzen *et al.* Um diese Problematik zu umgehen, wurde von Suzen *et al.* [170] folgende Modellstrategie vorgeschlagen. Das elektrische Feld lässt sich mit Hilfe des Gradienten des elektrischen Potentials wie folgt ausdrücken:

$$\vec{E} = -\nabla \Phi \quad (3.24)$$

Die Anwendung des Gaußschen Satzes der Elektrostatik liefert:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \vec{E}) = \varrho_c, \quad (3.25)$$

3 Grundlagen von DBD Plasma-Aktuatoren

bzw. mit Gleichung (3.24):

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla \Phi) = -\varrho_c \quad (3.26)$$

Die eigentliche Idee hinter dem Modellvorschlag ist es, das elektrische Potential Φ in eine externe- und lokale Komponente aufzuspalten.

$$\Phi = \phi + \varphi. \quad (3.27)$$

Hierbei wird die externe Komponente ϕ über das angelegte elektrische Feld beschrieben, während die lokale Komponente φ durch die Ladungsdichte bestimmt wird. Dadurch erhält man zwei Gleichungen, die voneinander komplett entkoppelt sind. Das externe elektrische Feld, hervorgerufen durch die an den Elektronen angelegte Spannung, wird mit Hilfe der Laplace Gleichung für das Potentialfeld im ladungsfreien Raum bestimmt zu:

$$\nabla (\varepsilon_r \cdot \nabla \phi) = 0 \quad (3.28)$$

Das elektrische Potential in Abhängigkeit der Ladungsdichte wird gemäß der Poisson-Gleichung der Elektrostatik wie folgt beschrieben:

$$\nabla (\varepsilon_r \cdot \nabla \varphi) = -\frac{\varrho_c}{\varepsilon_0} \quad (3.29)$$

Bei der Betrachtung von Gleichgewichtsplasmen geht mit Hilfe der Boltzmann-Verteilung² und der Abschirmlänge λ_D die Poisson-Gleichung (3.29) in die Helmholtz-Gleichung über:

$$\nabla (\varepsilon_r \cdot \nabla \varphi) = -\frac{\varrho_c}{\lambda_D^2} \quad (3.30)$$

Mit Hilfe numerischer Verfahren können die partiellen Differentialgleichungen (3.28) und (3.30) nach ϕ respektive φ gelöst und die plasmainduzierte Volumenkraftverteilung nach Gleichung (3.20) bestimmt werden:

$$\vec{F} = \vec{E} \varrho_c = (-\nabla \phi) \varrho_c \quad (3.31)$$

²Die Boltzmann-Gleichung ist eine allgemein existierende Bestimmungsgleichung für die molekulare Geschwindigkeitsverteilungsfunktion und nicht nur für Gleichgewichtsplasmen sondern auch für Nichtgleichgewichtsplasmen gültig (s. Hänel [58]).

3.3.3 Fluidmechanische Modelle

Ungeachtet des aktuellen Wissenstandes über den Wirkmechanismus von Plasma-Aktuatoren auf das physikalische Verhalten des Fluids, liegt sowohl bei den physikalischen Modellen als auch bei den phänomenologischen Modellen die Schwierigkeit darin, das zweidimensionale Profil und die zeitliche Entwicklung der plasmainduzierten Kraft adäquat abzubilden. Bei den fluidmechanischen Modellen erfolgt die Bestimmung der Volumenkraftverteilung experimentell über das charakteristische Verhalten der plasmainduzierten Strömung. Die grundsätzlichen physikalischen Prozesse zur Beschreibung des Wirkmechanismus von Plasma-Aktuatoren treten hierbei in den Hintergrund und es steht nur das fluidmechanische Verhalten der plasmainduzierten Strömung im Vordergrund. Im Folgenden werden die Methoden von Wilke [179] und Albrecht *et al.* [3] vorgestellt, die das Ziel haben, über Geschwindigkeitsmessungen der plasmainduzierten Strömung retroaktiv auf die induzierte Volumenkraft zu schließen. Bei der Methode von Wilke [179] werden die experimentell gewonnenen Geschwindigkeitsfelder anhand der strömungsbeschreibenden Navier-Stokes-Gleichungen analysiert und bewertet. Bei der Methode von Albrecht *et al.* [3] erfolgt diese über die Wirbeltransportgleichungen.

Modell nach Wilke Der Ausgangspunkt für die Formulierung der Volumenkraft auf Basis der differenziellen Form der Navier-Stokes-Gleichungen (NSG) ist, dass die plasmainduzierte Strömung in guter Näherung als zweidimensional und inkompressibel betrachtet werden kann und somit die materielle Ableitung der Dichte im gesamten Strömungsfeld gleich null ist.

$$\frac{D\hat{\rho}}{Dt} = 0 \quad (3.32)$$

Diese Annahme führt gemäß Gleichung (2.1) zu

$$\frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.33)$$

und so ergibt sich direkt aus der Impulsgleichung (2.2) die inkompressible Formulierung der NSG zu:

$$\hat{\rho} \frac{D\hat{U}_i}{Dt} = \hat{\rho} \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial t} + \hat{\rho} \hat{U}_j \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} = \hat{F}_i - \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} + \hat{\mu} \frac{\partial^2 \hat{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.34)$$

3 Grundlagen von DBD Plasma-Aktuatoren

Der erste Term der rechten Seite (\hat{F}_i) beschreibt hierbei die zweidimensionale Volumenkraftverteilung, die infolge des zusätzlichen Impulseintrages des Plasma-Aktuators in die Strömung auftritt. Unter der Annahme, dass die plasmainduzierte Strömung stationär ist, lässt sich die Gleichung (3.34) nach den gesuchten Größen wie folgt umstellen³:

$$\hat{F}_i = \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} + \hat{\varrho} \hat{U}_j \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} - \hat{\mu} \frac{\partial^2 \hat{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.35)$$

Wie aus Gleichung (3.35) unmittelbar ersichtlich ist, handelt es sich um ein unterbestimmtes Gleichungssystem mit zwei Gleichungen und drei unbekannten Größen (\hat{F}_i , \hat{P}). Um eine eindeutige Lösung zu bestimmen, muss für den unbekannten Druckgradienten eine weitere Annahme getroffen werden. In der Arbeit von Wilke [179] konnte mit Hilfe numerischer Simulationen retroaktiv gezeigt werden, dass der Betrag der Volumenkraft um eine Größenordnung größer ist als der Betrag des Druckgradienten:

$$|\hat{F}_i| \gg \left| \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} \right| \quad (3.36)$$

Infolgedessen wird nach Wilke [179] zur Berechnung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung der Druckgradient vernachlässigt

$$\frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} := 0 \quad (3.37)$$

und das Gleichungssystem (3.35) reduziert sich für die zwei verbleibenden unbekannten Größen \hat{F}_i zu:

$$\hat{F}_i \approx \hat{\varrho} \hat{U}_j \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} - \hat{\mu} \frac{\partial^2 \hat{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.38)$$

Die hier getroffene Annahme von Wilke [179] hinsichtlich eines vernachlässigbaren Einflusses des Druckgradienten auf die Berechnung der Volumenkraftverteilung, konnte in der Arbeit von Kotsonis *et al.* [92] durch eine

³Die Formulierung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung in Gleichung (3.35) findet unter der Voraussetzung statt, dass die plasmainduzierte Strömung als inkompressibel betrachtet werden kann. In der Arbeit von Enloe *et al.* [38, 39] wird diese Voraussetzung bestätigt, indem gezeigt wird, dass die Abweichung der Dichte $\Delta \hat{\varrho}$ von der mittleren Dichte ϱ in unmittelbarer Nähe des Plasmas $\Delta \hat{\varrho} / \varrho \leq 2\%$ ist (s. Kriegseis [94]).

3.3 Modellierungsansätze zur Beschreibung von DBD Plasma-Aktuatoren

zeitlich entkoppelte Betrachtung des Kraft- und des Druck-Terms bestätigt werden. In den DNS Untersuchungen von Dörr und Kloker [33] wurde gezeigt, dass die Komponenten \hat{F}_y und $\partial\hat{P}/\partial y$ von selber Größenordnung sind und somit für die wandnormale Komponente mit der Bedingung (3.36) eine allzu starke Vereinfachung getroffen wird. Da sich aber die wandparallele und die wandnormale Kraftkomponenten um einige Größenordnungen unterscheiden ($\hat{F}_x/\hat{F}_y \ll 1$, vgl. Kriegseis *et al.* [97, 98]), hat diese Vereinfachung keinen signifikanten Einfluss auf die Genauigkeit der fluidmechanischen Modellformulierung nach Gleichung (3.38) zur Beschreibung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung.

Eine weitere Möglichkeit die experimentell gefundenen Geschwindigkeitsfelder zu analysieren, um auf die plasmainduzierte Volumenkraftverteilung zu schliessen, bildet die von Albrecht *et al.* [3] vorgeschlagene differentielle Form der Wirbeltransportgleichung und wird in Anlehnung an Kriegseis [94] kurz vorgestellt.

Modell nach Albrecht *et al.* Grundlage für die Herleitung der Wirbeltransportgleichung (WTG) ist die inkompressible Formulierung der NSG (3.34). Die Rotation von Gleichung (3.34), also den Operator $\varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j}$ auf diese Gleichungen angewandt, liefert für die Wirbelstärke $\hat{\omega}$ mit dem Ausdruck

$$\hat{\omega}_k = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} \quad (3.39)$$

die Formulierung der sogenannten Wirbeltransportgleichung:

$$\varrho \frac{D\hat{\omega}_k}{Dt} = \hat{\varrho} \frac{\partial \hat{\omega}_k}{\partial t} + \hat{\varrho} \hat{U}_i \frac{\partial \hat{\omega}_k}{\partial x_i} = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial \hat{F}_i}{\partial x_j} + \hat{\omega}_k \frac{\partial \hat{U}_k}{\partial x_j} + \hat{\mu} \frac{\partial^2 \hat{\omega}_k}{\partial x_i \partial x_i} \quad (3.40)$$

Sie stellt eine Differentialgleichung alleine in \hat{U}_i dar, d.h. der in der NSG (3.34) enthaltene „unbekannte“ Druckgradient tritt nicht mehr auf. Unter den Annahmen einer stationären ($\hat{\varrho} \partial \hat{\omega}_k / \partial t = 0$) und ebenen Strömung

$$\hat{\omega}_k \frac{\partial \hat{U}_k}{\partial x_j} = 0 \quad (3.41)$$

reduziert sich Gleichung (3.40) zu:

$$\varepsilon_{ijk} \frac{\partial \hat{F}_i}{\partial x_j} = \hat{\varrho} \hat{U}_i \frac{\partial^2 \hat{\omega}_k}{\partial^2 x_i} - \hat{\mu} \left(\frac{\partial^2 \hat{\omega}_k}{\partial x_i \partial x_i} \right) \quad (3.42)$$

3 Grundlagen von DBD Plasma-Aktuatoren

Mit der gebräuchlichen Bezeichnungsweise für kartesische Koordinaten x, y, z , den kartesischen Geschwindigkeitskomponenten U, V, W und $\hat{\omega}_k \xrightarrow{2D} \hat{\omega}_z := \hat{\omega}$ lautet Gleichung (3.42):

$$\frac{\partial \hat{F}_x}{\partial y} - \frac{\partial \hat{F}_y}{\partial x} = \hat{\varrho} \hat{U} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial x} + \hat{\varrho} \hat{V} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial y} - \hat{\mu} \left(\frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial^2 y} \right) \quad (3.43)$$

Obwohl über den Ansatz der Wirbeltransportgleichung der Druckgradient nicht mehr zu bestimmen ist, steht zur Beschreibung der beiden unbekannten Größen \hat{F}_x, \hat{F}_y nur noch eine einzelne Gleichung (3.43) zur Verfügung. Auch in diesem Fall müssen weitere Annahmen zur Bestimmung einer eindeutigen Lösung getroffen werden. In Albrecht *et al.* [3] galt als zusätzliche Annahme, dass die Rotation der Kraft durch den Term $\partial \hat{F}_x / \partial y$ dominiert wird, d. h.

$$\frac{\partial \hat{F}_x}{\partial y} \gg \frac{\partial \hat{F}_y}{\partial x} \quad (3.44)$$

und infolgedessen der Gradient in Strömungsrichtung vernachlässigt werden kann:

$$\frac{\partial \hat{F}_y}{\partial x} := 0 \quad (3.45)$$

Hieraus lässt sich der Gradient der Kraft berechnen zu:

$$\frac{\partial \hat{F}_x}{\partial y} = \hat{\varrho} \hat{U} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial x} + \hat{\varrho} \hat{V} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial y} - \hat{\mu} \left(\frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial^2 y} \right) \quad (3.46)$$

Die numerische Integration der vereinfachten Wirbeltransportgleichung (3.46) liefert die gewünschte plasmainduzierte Volumenkraftverteilung:

$$\hat{F}_x(x, y) = - \int_0^y \left[\hat{\varrho} \hat{U} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial x} + \hat{\varrho} \hat{V} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial y} - \hat{\mu} \left(\frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial^2 y} \right) \right] dy \quad (3.47)$$

Hierbei ist noch zu beachten, dass das Vertauschen der Integrationsgrenzen nach Albrecht *et al.* [3] zu einem Vorzeichenwechsel in Gleichung (3.47) führt. Der Vorteil dieser Methode gegenüber der auf der Navier-Stokes-Gleichung basierenden Formulierung liegt in der Behandlung des unbekannten Druckgradienten. Dieser tritt in dem Gleichungssystem der WTG nicht mehr auf, wodurch keine zusätzlichen Annahmen getroffen werden

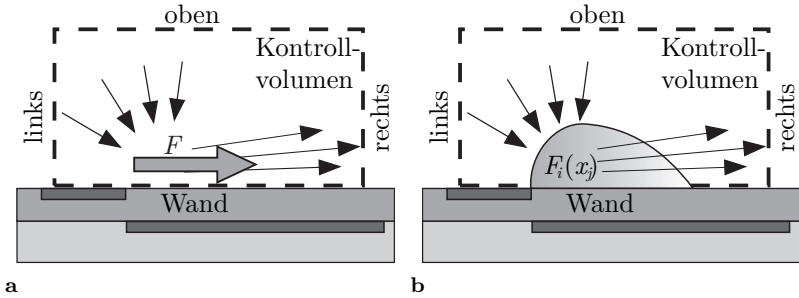


Abbildung 3.4: Kontrollvolumen im Wirkungsbereich des Aktuators mit entsprechender Nomenklatur der Berandungen für die Berechnung des Integralwertes der Kraft F : a) über die Integral-Methoden nach Gleichung 3.51 und b) über die Kraftverteilung entsprechend zu $F = \iint F_i(x_j) dx_j$. Das Geschwindigkeitsfeld ist qualitativ mit schwarzen Pfeilen angedeutet, die induzierte Kraft ist grau hinterlegt (vgl. Kriegseis [94]).

müssen, die sich nachteilig auf die Genauigkeit der Ergebnisse auswirken können. Jedoch muss im Vergleich zur NSG (3.34) ein Gleichungssystem dritter Ordnung gelöst werden wobei sich hierdurch der numerische Diskretisierungsfehler auf die Genauigkeit der Ergebnisse nachteilig auswirkt. Die Gültigkeit der unterschiedlichen Herangehensweisen zur Bestimmung der plasmainduzierten Volumenkraft nach der fluidmechanischen Methode wurde in den Untersuchungen von Kriegseis *et al.* [97, 98] in ruhender Luft für einen quasi stationären Wandstrahl gezeigt.

3.4 Quantifizierung der plasmainduzierten Volumenkraft

Liegt das Interesse in der Quantifizierung der plasmainduzierten Kraft, so können sogenannte „Integral-Methoden“ angewandt werden. Mit Hilfe dieser Methoden ist es möglich den Integralwert – der plasmainduzierten Kraft – der jeweiligen Aktuator-Konfiguration, zu bestimmen. Die so bestimmten Integralwerte können zusätzlich als Referenzgröße zur Kalibrierung der im Abschnitt 3.3 vorgestellten Modelle herangezogen werden. Die in der Arbeit von Kriegseis [94] vorgestellten Methoden haben ihren Ursprung im Impulssatz in integraler Form. Ausgehend von dem Impulssatz der Kontinuumsmechanik

3 Grundlagen von DBD Plasma-Aktuatoren

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{V(t)} \hat{\rho} \hat{U}_i dV = \iiint_{V(t)} \hat{\rho} k_i dV + \iint_{S(t)} t_i dS \quad (3.48)$$

und unter Verwendung des Reynoldsschen Transporttheorems auf diese erhält man den Impulssatz in integraler Form,

$$\iiint_V \frac{\partial \hat{\rho} \hat{U}_i}{\partial t} dV + \iint_S \hat{\rho} \hat{U}_i U_j n_j dS = \iiint_V \hat{\rho} k_i dV + \iint_S t_i dS \quad (3.49)$$

welcher sich im Fall einer stationären Strömung ($\partial/\partial t = 0$) reduziert zu:

$$\iint_S \hat{\rho} \hat{U}_i U_j n_j dS = \iiint_V \hat{\rho} k_i dV + \iint_S t_i dS \quad (3.50)$$

Bei Anwendung dieser Gleichung (freier Indizes $i \hat{=} x$) auf das eingezeichnete Kontrollvolumen in Abbildung 3.4a erhält man unter Vernachlässigung der Oberflächenkräfte t_i an den äußeren Rändern des Kontrollvolumens im Fall einer inkompressiblen, zweidimensionalen Strömung folgende Formulierung:

$$F/L = \hat{\rho} \int_{rechts} \hat{U}^2 dy - \hat{\rho} \int_{links} \hat{U}^2 dy + \hat{\rho} \int_{oben} \hat{U} \hat{V} dx + \int_{Wand} \tau_w dx \quad (3.51)$$

Hierbei wurde die allgemeine Volumenkraft k_i im ersten Term der rechten Seite aus den Gleichungen (3.48 - 3.50) mit der unbekannten Plasma-Aktuator Kraft F/L (pro Tiefeneinheit L) substituiert. In Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Messtechnik (z. B. PIV⁴, LDA⁵, CTA⁶, Staudrucksonde) ist es notwendig weitere Annahmen zu treffen, die ggf. zu einer Vereinfachung und/oder Vernachlässigung der Terme in Gleichung (3.51) führen können (s. Kriegseis [94]). Basierend auf dem Grad der Vereinfachung werden die Integral-Methoden nach Kriegseis [94] in vier unterschiedliche Fälle aufgeteilt. Im Folgenden wird exemplarisch eine Methode kurz vorgestellt. Zusammenfassend sind in Tabelle 3.2 alle Methoden aufgeführt.

⁴Particle Image Velocimetry

⁵Laser-Doppler-Anemometry

⁶Constant-Temperature Anemometry

3.4 Quantifizierung der plasmainduzierten Volumenkraft

Fall	$F/L = \hat{q} \int_{\text{rechts}} \hat{U}^2 dy - \hat{q} \int_{\text{links}} \hat{U}^2 dy + \hat{q} \int_{\text{oben}} \hat{U} \hat{V} dx + \int_{\text{Wand}} \tau_w dx$	Referenz
1	✓ ✓ ✓ ✓	[174]
2	✓ ✓ ✓ ×	[35]
3	✓ × × ×	[66]
4	✓ × ✓ ✓	[7]

Tabelle 3.2: Übersicht der Integral-Methoden nach Kriegseis [94] zur Berechnung des Integralwertes F/L der plasmainduzierten Kraft; ✓ $\hat{=}$ berücksichtigte, × $\hat{=}$ vernachlässigte Berandung des plasmainduzierten Strömungsgebietes.

Methode nach Hoskinson *et al.* Hoskinson *et al.* [66] verwenden zur Bestimmung der integralen Kraft Messdaten, die sie mit Hilfe von Staudrucksonden gewinnen konnten. Der Einfluss der Wandschubspannung wird hierbei vernachlässigt. Des Weiteren können, im Fall von ruhender Luft, die Flüsse über die linke und obere Grenze des Kontrollvolumens vernachlässigt werden. Somit reduziert sich Gleichung (3.51) zu:

$$F/L = \hat{q} \int_{\text{rechts}} \hat{U}^2 dy \quad (3.52)$$

Analoge Herangehensweisen wurden auch von Greenblatt *et al.* [53], Little *et al.* [113] und Mestiri *et al.* [131] vorgeschlagen. Der Vollständigkeit halber sei hier noch erwähnt, dass Hoskinson *et al.* [66] durch weitere Untersuchungen im Nachhinein folgern, dass die Vernachlässigung der linken Kontrollvolumengrenze auch die größte aber noch zulässige Vereinfachung in Gleichung (3.51) darstellt (s. Kriegseis [94]).

In Abbildung 3.5 ist der Integralwert in Abhängigkeit der Aktuator-Betriebsspannung dargestellt. Aufgetragen sind die Integralwerte nach den in Tabelle 3.2 aufgeführten Integral-Methoden sowie die der in Abschnitt 3.3.3 erörterten fluidmechanischen Modelle für die von Kriegseis *et al.* [97, 98] untersuchten Plasma-Aktuator-Konfigurationen. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Kraftwaage-Messungen von Kriegseis *et al.* [95] aufgeführt. Ein direkter Vergleich der unterschiedlichen Herangehensweisen zur Bestimmung des Integralwertes der plasmainduzierten Kraft ist dadurch gegeben. Für die numerischen Untersuchungen plasmabeinflusster Strömungen kann mit Hilfe der Gegenüberstellung in Abbildung 3.5 der experimentell geforderte Integralwert der jeweiligen Aktuator-

3 Grundlagen von DBD Plasma-Aktuatoren

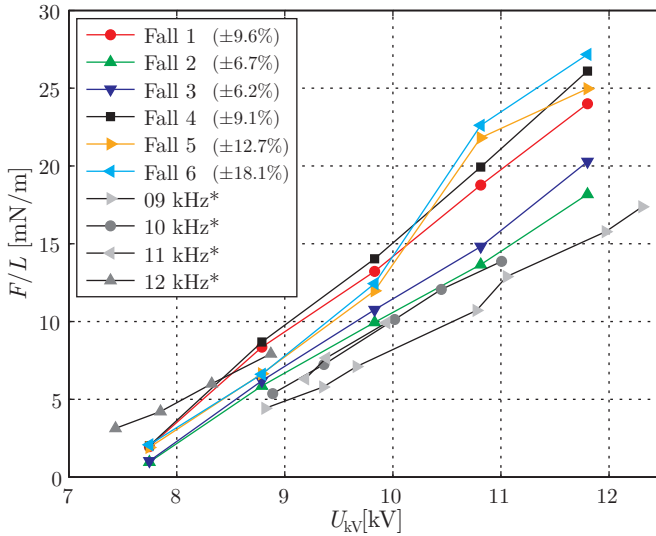


Abbildung 3.5: Plasma-Aktuator Kraft F/L als Funktion der Betriebsspannung U_{kv} . Farblich gekennzeichnet sind die Ergebnisse der PIV Untersuchungen von Kriegseis *et al.* [97, 98]. Fall 1 – Fall 4 für die in Tabelle 3.2 aufgeführten Integral-Methoden. Fall 5 und Fall 6 entsprechend der fluidmechanischen Modelle zu $F/L = \iint F(x, y) dx dy$. In grau hinterlegt sind die Ergebnisse aus den Kraftwaage Messungen von Kriegseis *et al.* [95]. Zusätzlich angegeben ist in Klammern der globale Diskretisierungsfehler der jeweiligen Methode (s. Kriegseis *et al.* [97]).

Konfiguration in den unterschiedlichen Modellformulierungen zur Beschreibung der plasmainduzierten Volumenkraft angemessen kalibriert werden. Somit ist gewährleistet, dass numerische Simulationen bei der aerodynamischen Auslegung und Optimierung von Plasma-Aktuatoren auf dem Gebiet der aktiven Strömungskontrolle ein wertvolles Hilfsmittel darstellen.

4 Aerodynamischer Effekt von DBD Plasma-Aktuatoren

Wie im Abschnitt 3.3 dargelegt wurde, existieren unterschiedliche Methoden, welche den Betrag und die Richtung der im Plasma wirkenden Volumenkraft beschreiben. Sie können sowohl zum Verständnis der Wirkungsweise von Plasma-Aktuatoren beitragen, als auch dazu genutzt werden den aerodynamischen Effekt in numerischen Simulationen abzubilden. Steht letzteres im Vordergrund, haben sich die phänomenologischen Modelle als zweckmäßig erwiesen, da diese im Vergleich zu den deutlich komplexeren physikalischen Modellen einfacher in ihrer Anwendung sind. Auf der anderen Seite haben die phänomenologischen Modelle ihren Nachteil in der Genauigkeit zur Beschreibung des zweidimensionalen Profils der Volumenkraft (vgl. Maden *et al.* [118]). Diesen Nachteil versuchen die fluidmechanischen Modelle zu überwinden und gehen zur Beschreibung der Volumenkraftverteilung von den strömungsmechanischen Grundgleichungen aus. Die mittels optischen Messmethoden gewonnenen Geschwindigkeitsinformationen werden dabei in räumliche Volumenkraftverteilungen überführt und können so eine hohe Auflösung des aerodynamischen Effekts von Plasma-Aktuatoren liefern. Der Nachteil dieser Methode gegenüber anderen liegt, in der aufwendigen Durchführung und Auswertung experimenteller Untersuchungen ganzer Strömungsfelder. Des Weiteren sind diese Modelle aufgrund ihrer Datensatzstruktur diffiziler in numerische Strömungslöser einzubinden und an die jeweiligen Anwendungszwecke anzupassen. Ein vielversprechender Ansatz, um die Diskrepanz zwischen Genauigkeit und Aufwand in numerischen Untersuchungen zu begegnen, ist die Formulierung eines empirisch mathematischen Modells. Hierbei wird über eine mathematische Modellfunktion der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren abgebildet, der retroaktiv aus gemessenen Geschwindigkeitsinformationen gemäß der fluidmechanischen Modellformulierung bestimmt wurde (s. Abb. 4.1).

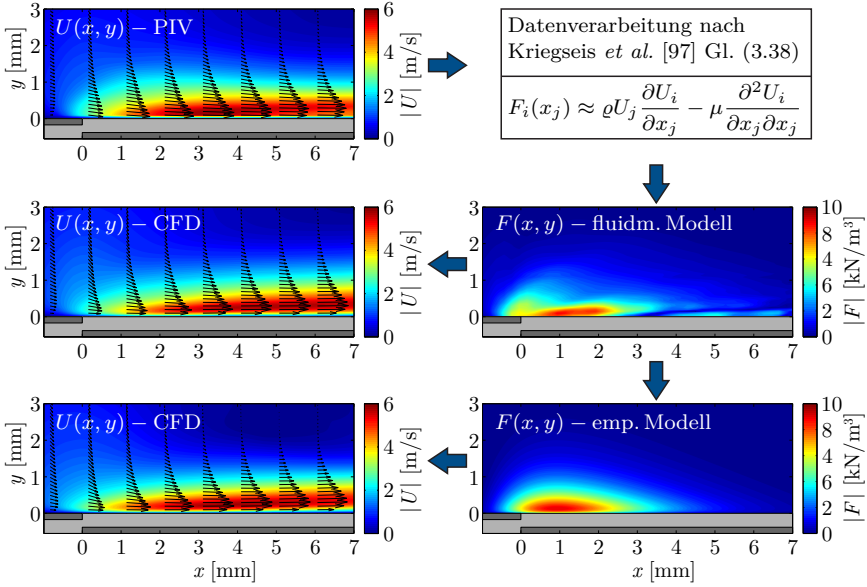


Abbildung 4.1: Flussdiagramm zur Bestimmung der Plasma-Aktuator induzierten Volumenkraft über die fluidmechanische Modellformulierung nach Wilke [179] basierend auf den experimentell gewonnenen Geschwindigkeitsfeldern von Kriegseis [94] (oben – mitte). Die empirische Modellformulierung nach Maden *et al.* [118] (unten).

4.1 Experimentelle Untersuchung der plasmainduzierten Volumenkraft

Messtechnik Die Strömungsuntersuchungen von Kriegseis [94], die der empirischen Modellformulierung zugrunde liegen, wurden mit Hilfe eines PIV-Systems (*Particle Image Velocimetry* – PIV) durchgeführt. Dieses optische Verfahren zur Ermittlung des zwei- oder auch dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes in der Strömungsmechanik bietet gegenüber anderen Verfahren den Vorteil der berührungslosen Erfassung der Geschwindigkeitskomponenten innerhalb eines festgelegten Messfeldes (*field of view* – FOV). Die zu betrachtende Strömung wird mit sogenannten *Tracer-Partikeln* versetzt, die nahezu schlupffrei der Strömung folgen können und dementsprechend den Strömungsverlauf gut widerspiegeln. Mittels eines gepulsten La-

4.1 Experimentelle Untersuchung der plasmainduzierten Volumenkraft

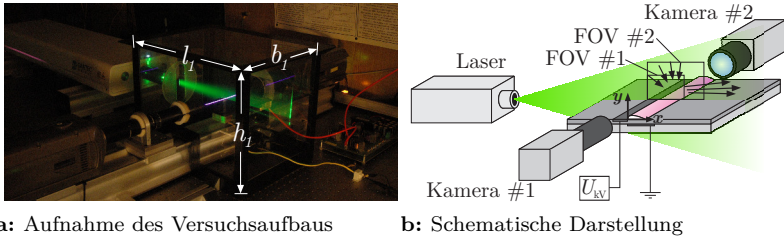


Abbildung 4.2: Grundaufbau des PIV-Systems nach Kriegseis [94].

sers wird eine Ebene in der Strömung beleuchtet. Der sogenannte Laserlichtschnitt wird durch die Auffächerung des punktförmigen Laserstrahls über eine Laserschnittoptik mit Zylinderlinsen erzeugt. Die Partikelverteilung wird über das zurückgestreute Licht mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Hierbei werden die aufgenommenen Bilder in Teilabschnitte, sogenannte Auswertefenster (*Interrogation area* – IA) unterteilt. Die Berechnung der Kreuzkorrelation der Grauwertverteilungen in den Auswertefenstern zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern liefert eine mittlere Verschiebung der Partikel aus der die gewünschte Information des Strömungsverlaufes bestimmt werden kann. Für eine ausführliche Zusammenfassung der PIV-Methode sei im Besonderen auf die Arbeit von Raffel *et al.* [144] hingewiesen.

Versuchsaufbau und Durchführung Es soll an dieser Stelle nicht im Detail auf alle Einzelheiten des Versuchsaufbaus und die Durchführung der Strömungsuntersuchungen eingegangen werden. Hier sei auf die Arbeit von Kriegseis [94] verwiesen. Dennoch ist es notwendig, einen kurzen Überblick über das Hochgeschwindigkeits-PIV System und die Ergebnisse der Untersuchungen zu geben, damit die Anschaulichkeit der darauf aufbauenden empirischen Modellformulierung aufgezeigt werden kann. Im Rahmen seiner Untersuchungen führte Kriegseis [94] 2D2C-PIV¹ Messungen zeitlich gemittelter Geschwindigkeitsfelder im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators durch. Um aus den Geschwindigkeitsfeldern über die fluidmechanische Modellformulierung die induzierte Volumenkraftverteilung zu ermitteln, müssen die Untersuchungen in ruhender Luft durchgeführt werden. Hierzu wird der Plasma-Aktuator innerhalb eines „luftdicht“ abgeschlossenen Plexiglasbehälters betrieben, um äußere Einflüsse

¹2D2C-PIV misst mit einer Kamera zwei Geschwindigkeitskomponenten in einer Ebene.

4 Aerodynamischer Effekt von DBD Plasma-Aktuatoren

Komponente	Beschreibung	Eigenschaften
Messbereich	Plexiglasbehälter	Abmessungen ($l_1 \times b_1 \times h_1$) $450 \times 325 \times 345 \text{ mm}^3$
Laser	Litron Lasers Modell LDY303-PIV	LasermEDIUM: Nd:YLF 527 nm, 70 W Pulsdauer: 150 ns
Kameras	2×Phantom V12	800x600 px, 10000 fps (single-frame)
Objektiv #1 (FOV #1)	Schneider-Kreuznach SKR SYMMAR 120/5,6-0,33X (umgekehrt montiert)	Brennweite: 120 mm FOV: 10x7 mm Auflösung: 81.3 px/mm
Objektiv #2 (FOV #2)	Nikon Nikkor 105 mm f/2.8 AF-Micro	Brennweite: 105 mm FOV: 19x14 mm Auflösung: 42.2 px/mm
Seeding	DEHS-Partikel	Durchmesser 0.9 μm
Software	DynamicStudio (Dantec Dynamics)	Version 2.1 und 2.3

Tabelle 4.1: Komponenten des verwendeten PIV-Systems nach Kriegseis [94].

auf die Strömung auszuschließen. Die Abmessungen des Behälters wurden so gewählt, dass Sekundärströmungen innerhalb des Messfeldes nicht auftreten (s. Abb. 4.2a). Der verwendete Versuchsaufbau ermöglicht die Erfassung von Geschwindigkeitsinformationen aus zwei Messfeldern unterschiedlicher Auflösung. Im Messfeld in unmittelbarer Nähe der Entladung (FOV #1) wird die höchstmögliche Auflösung erreicht und zur Berechnung der Volumenkraftverteilung herangezogen. Das physikalisch größere Messfeld (FOV #2) verfügt allerdings nur über eine halb so große räumliche Auflösung und wird daher zur Untersuchung des sich einstellenden Wandstrahls stromab des Wirkungsbereichs des Aktuators verwendet (s. Abb. 4.2b). Der Vollständigkeit halber sind in Tabelle 4.1 die verwendeten Komponenten des PIV-Systems aufgeführt.

In seinen Untersuchungen erfasste Kriegseis [94] Geschwindigkeitsdaten bei unterschiedlichen Betriebsspannungen des Plasma-Aktuators ($8 \text{ kV} \leq U_{\text{KV}} \leq 12 \text{ kV}$). Der Plasma-Aktuator wurde mit einem kontinuierlichen sinusförmigen Spannungsverlauf bei einer Betriebsfrequenz von $\varphi_{\text{pa}} = 11 \text{ kHz}$

4.1 Experimentelle Untersuchung der plasmainduzierten Volumenkraft

Konfiguration:	8kV	9kV	10kV	11kV	12kV	
U_{kV}	7.76	8.82	9.83	10.81	11.81	[kV]
P_{A}/L	19.22	30.35	45.71	67.97	93.35	[W/m]
C_{eff}/L	213.3	260.0	306.7	346.6	373.4	[pF/m]
U_{max}	1.74	3.04	4.04	5.43	5.81	[m/s]
F/L	1.93	6.75	12.06	22.07	25.45	[mN/m]

Tabelle 4.2: Elektrische und fluiddynamische Größen (pro Tiefeneinheit L), der nach Kriegseis *et al.* [97, 98] untersuchten Plasma-Aktuator-Konfigurationen; $\varphi_{pa} = 11.0$ kHz, $C_0 \approx 83.3$ pF/m. Der Integralwert F/L wird über Gleichung (3.38) bestimmt.

betrieben. In Tabelle 4.2 sind alle wichtigen elektrischen und fluiddynamischen Größen der untersuchten Plasma-Aktuator-Konfigurationen aufgelistet.

Geschwindigkeitsfeld und Volumenkraftberechnung In Abbildung 4.3 ist, dass von Kriegseis *et al.* [97, 98] mit Hilfe der PIV-Messungen bestimmte, zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld des plasmainduzierten Wandstrahls dargestellt und entspricht der in Tabelle 4.2 aufgeführten 12kV-Aktuator-Konfiguration. Das gemessene Geschwindigkeitsfeld ist durch geeignete Verfahren in eine Volumenkraftverteilung zu überführen. Hierfür sind die in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten fluidmechanischen Verfahren geeignet. Kriegseis *et al.* [97, 98] stellten Untersuchungen hinsichtlich der Kraftbestimmung auf Basis der NSG (3.38) und der WTG (3.47) an. Hierbei zeigen sie, dass beide Verfahren ähnliche zweidimensionale Profile der plasmainduzierten Volumenkraft liefern. Aufgrund der Messunsicherheit, die bei der Volumenkraftberechnung nach der WTG (3.47) schätzungsweise 50 % größer ist als nach der NSG (3.38) (vgl. Abb. 3.5), werden in der vorliegenden Arbeit die Geschwindigkeitsinformationen gemäß der NSG (3.38) in eine räumliche Volumenkraftverteilung überführt. Die so gewonnenen Volumenkraftverteilungen der Geschwindigkeitsdatensätze werden zur Kalibrierung der empirischen Modellformulierung herangezogen und stellen folglich dessen Zielvorgabe dar.

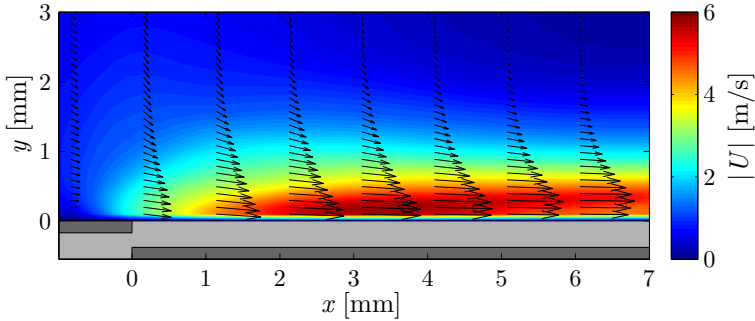


Abbildung 4.3: Konturdiagramm der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit $|U| = \sqrt{U^2 + V^2}$ der $12kV$ -Aktuator-Konfiguration (s. Tabelle 4.2). Das Geschwindigkeitsvektorfeld zeigt das für einen Wandstrahl charakteristische Verhalten (vgl. bspw. Glauert [50]). In grau angedeutet ist die verwendete Elektrodenkonfiguration.

4.2 Empirische Modellformulierung

Wie bereits erwähnt liegt der empirischen Modellformulierung der plasma-induzierten Volumenkraft $F_i(x, y)$ die fluidmechanische Modellformulierung nach Wilke [179] zu Grunde. Die hierzu benötigten Geschwindigkeitsinformationen werden aus den experimentellen Untersuchungen von Kriegseis *et al.* [97, 98] bereitgestellt. Die Entwicklung der Modellgleichung zur Beschreibung der induzierten Kraft wird dabei anhand der $12kV$ Plasma-Aktuator-Konfiguration durchgeführt. Im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit wird zur Quantifizierung von Plasma-Aktuatoren dessen fluidmechanische Größe – sein Integralwert $F/L = \iint F_i(x, y) dx dy$ – verwendet (vgl. Tabelle 4.2). In Abbildung 4.4 ist die wandparallele und wandnormale Komponente der Volumenkraftverteilung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die wandnormale Komponente der Kraftverteilung um eine Größenordnung kleiner ist als die wandparallele Komponente. Ähnliche Resultate liefern die experimentellen Untersuchungen von Kotsonis *et al.* [92]. Des Weiteren haben die DNS Untersuchungen von Albrecht *et al.* [3] gezeigt, dass zur numerischen Berechnung des plasmainduzierten Wandstrahls die wandnormale Komponente vernachlässigbar ist. Daher wird für die empirische Modellformulierung

$$F_x(x, y) \gg F_y(x, y) \quad (4.1)$$

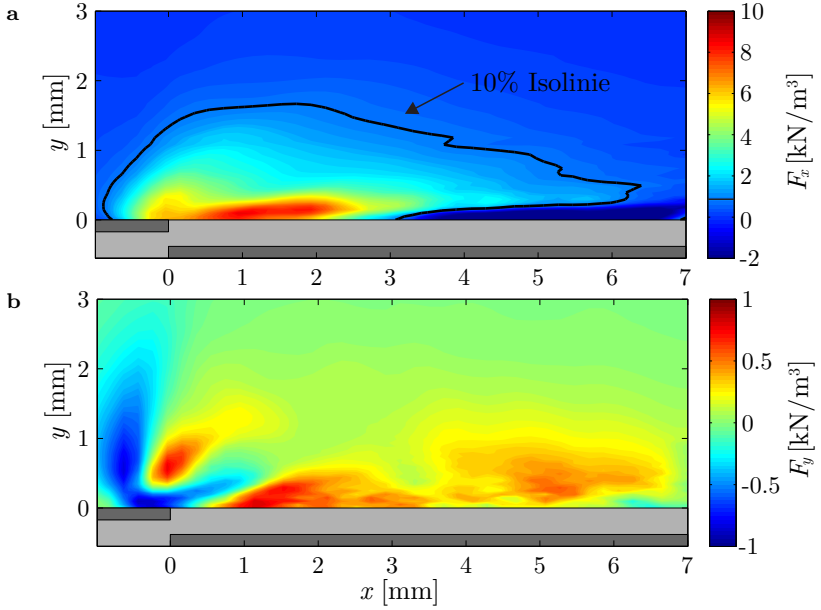


Abbildung 4.4: Konturdiagramme der zeitlich gemittelten Volumenkraftverteilung nach der fluidmechanischen Modellformulierung (3.38) zu einem Integralwert von $F/L = 25.45 \text{ mN/m}$. a) zeigt die F_x -Komponente. Hierbei kennzeichnet die 10% Isolinie nach Kriegseis [94] den Plasma-Aktuator Wirkungsbereich. b) die entsprechende F_y -Komponente.

angenommen und

$$F_y(x, y) := 0 \quad (4.2)$$

definiert. Somit bildet das empirische Modell nur die wandparallele Komponente der Volumenkraftverteilung ab. Für die Modellformulierung ist es zwingend notwendig geeignete mathematische Ansatzfunktionen zu finden, die die Volumenkraftverteilungen $F_x(x, y)$ in x - und y -Richtung beschreiben. Wie aus Abbildung 4.4a zu erkennen ist, kommt es zu einer stetigen Erhöhung der horizontalen Kraftkomponente mit zunehmenden x - respektive y -Werten bis ein maximales Plateau erreicht wird und die Kraft daraufhin abfällt. Dieses Verhalten kann mathematisch über das Produkt einer Polynomfunktion und einer abklingenden Exponentialfunktion abgebildet werden. Hierbei ist zu beachten, dass bei der Formulierung der mathema-

tischen Modellgleichung nur die positiven Werte der horizontalen Kraftkomponente berücksichtigt wurden. Die negativen Werte, die sich ab der Stelle $x > 3$ mm einstellen sind physikalisch noch nicht vollständig verstanden (s. Enloe *et al.* [41] und Font *et al.* [46]) und werden daher außer Acht gelassen. Die Ansatzfunktionen², mit denen das zweidimensionale Profil der Volumenkraft in x - bzw. y -Richtung beschrieben wird, lauten:

$$X(x) = [C_{F,1} x + C_{F,2} x^3] \exp(-C_{F,7} x) [1 + \tanh(C_{F,5} x - C_{F,6})], \quad (4.3)$$

$$Y(y) = [C_{F,3} y + C_{F,4} y^2] \exp(-C_{F,8} y^{\frac{1}{2}}) \quad (4.4)$$

$$\text{mit } C_{F,i} \ (i = 1, \dots, 6) \in \mathbb{R}; \quad C_{F,7,8} > 0; \quad x, y \geq 0.$$

Der letzte Term der rechten Seite in Gleichung (4.3) beschreibt hierbei den anfänglich verzögerten Anstieg der Kraftkomponente in x -Richtung. Wie aus den Gleichungen (4.3) und (4.4) sofort zu erkennen ist, handelt es sich um zwei voneinander unabhängige, eindimensionale Funktionen, die über eine skalare Multiplikation auf die gewünschte funktionale Beschreibung der zweidimensionalen Volumenkraftverteilung führen:

$$F_x(x, y) = C_{F,0} X(x) Y(y), \quad C_{F,0} \in \mathbb{R} \quad (4.5)$$

Durch Einsetzen der Ansatzfunktionen (4.3) und (4.4) in die Modellfunktion (4.5) erhält man die Modellgleichung der empirischen Formulierung zur Beschreibung der plasmainduzierten Volumenkraft:

$$F_x(x, y) = C_{F,0} [C_{F,1} x + C_{F,2} x^3] [C_{F,3} y + C_{F,4} y^2] [1 + \tanh(C_{F,5} x - C_{F,6})] \exp\left[-\left(C_{F,7} x + C_{F,8} y^{\frac{1}{2}}\right)\right] \quad (4.6)$$

Die Modellgleichung (4.6) stellt über die abhängigen Koeffizienten $C_{F,i}$ einen empirischen Zusammenhang zwischen der Kraftkomponente und deren zweidimensionalem Profil her. Hierbei ist zu beachten, dass diese Koeffizienten $C_{F,i}$ in Abhängigkeit des Integralwertes F/L zu bestimmen sind. Der Integralwert selbst ist wiederum eine Funktion der Aktuator Operationsbedingungen wie bspw. der Betriebsspannung und -frequenz. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, werden stets die Integral-

²Für die Ansatzfunktionen wird das physikalische Koordinatensystem durch Verwendung von Additionskonstanten in den ersten Quadranten verschoben. Hierdurch werden negative Werte im mathematischen Koordinatensystem vermieden.

F/L	$C_{F,0}$	$C_{F,1}$	$C_{F,2}$	$C_{F,3}$	$C_{F,4}$	$C_{F,5}$	$C_{F,6}$	$C_{F,7}$	$C_{F,8}$
1.90	1441	51.38	6.82	14.66	28.35	2	5	1.5	7.40
12.10	70.81	57.01	69.28	58.24	120.9	4.5	8	1.3	6.66
25.45	36.25	26.60	43.65	88.53	25.36	8	8	1.0	5.55

Tabelle 4.3: Modellkoeffizienten $C_{F,i}$ [10^{-3}] der empirischen Modellgleichung (4.6) in Abhängigkeit des Integralwertes der Kraft F/L für die in Tabelle 4.2 aufgeführten $8kV$, $10kV$ und $12kV$ Aktuator-Konfigurationen.

werte F/L angegeben (vgl. Tabelle 4.2). Das Ziel der empirischen Modellformulierung ist es, das Modell so zu optimieren, dass die Volumenkraftverteilung gemäß der Modellgleichung (4.6) die Volumenkraftverteilung nach der fluidmechanischen Modellformulierung (3.38) möglichst genau wiedergibt. Die Koeffizienten $C_{F,i}$, die maßgebend für den Verlauf des zweidimensionalen Kraftprofils sind, werden über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt (vgl. bspw. Björck [14]), wobei die Nebenbedingung, dass der Integralwert F/L beider Modellformulierungen nahezu übereinstimmt, erfüllt sein muss. Der Vollständigkeit halber sind in Tabelle 4.3 die finalen Werte der Koeffizienten der Modellgleichung (4.6) für die jeweils diskreten Integralwerte der in Tabelle 4.2 aufgeführten $8kV$, $10kV$ und $12kV$ Aktuator-Konfigurationen erfasst. Für letztere ist in Abbildung 4.5 die resultierende Volumenkraftverteilung nach der empirischen Modellformulierung dargestellt. Ein Vergleich mit der experimentell ermittelten Volumenkraftverteilung in Abbildung 4.4a zeigt, dass in der unmittelbaren Nähe der oberen Elektrode ($x = 0$ mm) ein leicht voneinander abweichender Verlauf der Kraftintensitäten festzustellen ist. Dessen ungeachtet zeigt sich im gesamten Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators, der durch die 10% Isolinie gekennzeichnet ist, ein ähnliches Profil der Kraftkomponente zwischen der experimentell bestimmten Volumenkraftverteilung und der mathematisch formulierten Volumenkraftverteilung.

4.3 Erweiterte empirische Modellformulierung

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert wurde, liefert die Modellgleichung (4.6) in Abhängigkeit der Modellkoeffizienten Volumenkraftverteilungen für die jeweiligen – diskreten – Integralwerte. Auf Basis dieser diskreten Modellgleichung soll eine Modellformulierung für einen stetigen Be-

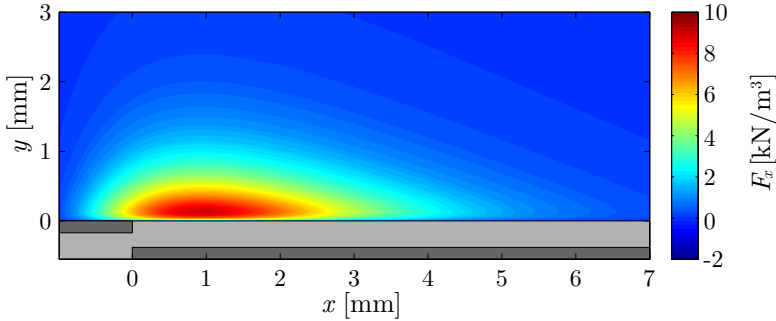


Abbildung 4.5: Konturdiagramm der Volumenkraftverteilung $F_x(x, y)$ nach der empirischen Modellformulierung von Maden *et al.* [118] über die Modellgleichung (4.6) zu einem Integralwert von $F/L = 25.45$ mN/m.

triebsbereich entwickelt werden. Dazu wird eine lineare Interpolation zwischen den, nach Gleichung (4.6) modellierten, Volumenkraftverteilungen durchgeführt. Damit ist es möglich, eine Abschätzung der Volumenkraftverteilung in Abhängigkeit seines Integralwertes³ für einen stetigen Bereich

$$1.9 \text{ mN/m} \leq F \leq 24.54 \text{ mN/m} \quad (4.7)$$

zu erhalten, der den gesamten diskreten Bereich der experimentellen Untersuchungen von Kriegseis *et al.* [97, 98] abdeckt. Hierzu werden die nach Gleichung (4.6) modellierten Volumenkraftverteilungen $F_x(x, y)$ in Abhängigkeit ihrer Integralwerte F (vgl. Tabelle 4.3) als Stützstellen ($i = 1, 2, 3$) für die Flächeninterpolation definiert. Die Interpolation gewichtet die Volumenkraftverteilungen entsprechend eines geforderten Integralwertes. Die Volumenkraftverteilungen und deren Integralwerte stellen somit die bekannten Größen der Flächeninterpolation dar. Die gesuchte Größe ist die Volumenkraftverteilung $F_x^*(x, y)$ zu einem zugehörigen Integralwert F^* für den in Gleichung (4.7) angegebenen Gültigkeitsbereich. Die Funktionsweise der zweidimensionalen Flächeninterpolation wird anhand von Abbildung 4.6 näher verdeutlicht. Ausgehend von einer einfachen linearen Flächeninterpolation mit den Stützstellen $F_{x,i}(x, y)$ und $F_{x,i+1}(x, y)$ lässt sich

³Streng genommen muss hier von einem Integralwert der Kraft pro Tiefeneinheit F/L ausgegangen werden. Der Übersicht halber wird in diesem Abschnitt abkürzend F geschrieben und nur von einem Integralwert gesprochen.

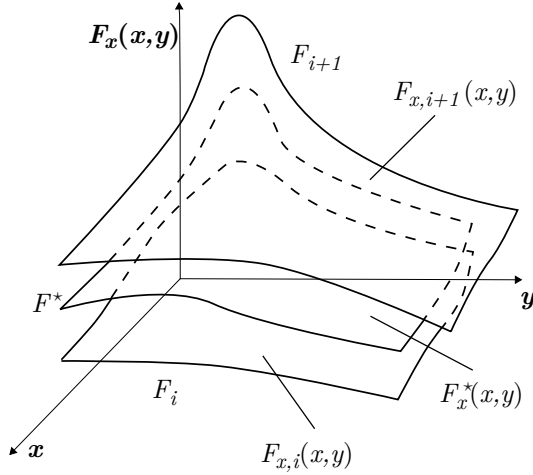


Abbildung 4.6: Flächeninterpolation der gesuchten Volumenkraftverteilung $F^*(x, y)$ in Abhängigkeit des Integralwerts F^* .

mit Hilfe eines Gewichtungsparmeters

$$t_i = \frac{F^* - F_i}{F_{i+1} - F_i} \quad (4.8)$$

eine lineare Interpolationsfunktion unter der Bedingung $F_i \leq F^* \leq F_{i+1}$ folgendermaßen beschreiben:

$$F_x^*(x, y) = t_i \cdot F_{x,i+1}(x, y) + (1 - t_i) \cdot F_{x,i}(x, y) \quad (4.9)$$

Des Weiteren wird eine Indikatorfunktion $h_i(F^*)$ eingeführt, die eine angenäherte Rechteckfunktion beschreibt.

$$h_i(F^*) = \frac{1}{2} \left(\tanh(\alpha (F^* - F_i)) - \tanh(\beta (F^* - F_{i+1})) \right) \quad (4.10)$$

mit $\alpha, \beta \gg 1$ und $F_i \leq F^* \leq F_{i+1}$.

Je größer α und β gewählt werden desto rechteckförmiger wird der Kurvenverlauf der Indikatorfunktion. Für die hier beschriebene Problematik hat es sich gezeigt, dass für α und β in etwa der Wert 100 gewählt werden sollte. Der qualitative Verlauf der Indikatorfunktion ist in Abbildung 4.7

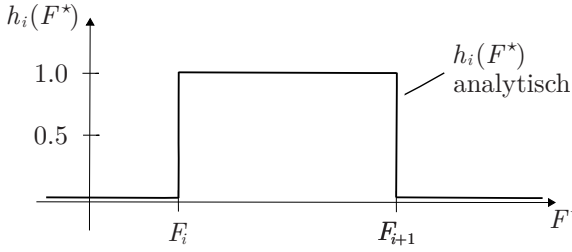


Abbildung 4.7: Qualitativer Verlauf der Indikatorfunktion

zu sehen. Die Multiplikation der linearen Interpolationsfunktion (4.9) mit der Indikatorfunktion (4.10) und anschließend aufsummieren liefert die erweiterte Modellgleichung:

$$\check{F}_x(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \left[\overbrace{\left(\tanh\left(\alpha(F^* - F_i)\right) - \tanh\left(\beta(F^* - F_{i+1})\right) \right)}^{h_i(F^*)} \cdot \underbrace{\left(\frac{F^* - F_i}{F_{i+1} - F_i} \cdot F_{x,i+1}(x, y) + \frac{F_{i+1} - F^*}{F_{i+1} - F_i} \cdot F_{x,i}(x, y) \right)}_{F_x^*(x, y)} \right] \quad (4.11)$$

Die Indikatorfunktion (4.10) sorgt in Gleichung (4.11) als Faktor dafür, dass die zu F^* gehörende Interpolationsfläche $F_x^*(x, y)$ nur durch die zu F^* benachbarten Integralwerten $F_i < F^* < F_{i+1}$ gehörenden Volumenkraftverteilungen $F_{x,i}(x, y)$ und $F_{x,i+1}(x, y)$ beeinflusst werden.

Mit der erweiterten Modellgleichung (4.11) ist es möglich, den fluidmechanischen Effekt von Plasma-Aktuatoren innerhalb eines stetigen Betriebsbereich abzubilden. Dies ermöglicht eine Ansteuerung verschiedener Betriebszustände innerhalb dieser Spannweite mit in die numerischen Untersuchungen einzubeziehen. Im Hinblick auf den Einsatz von Plasma-Aktuatoren zur aktiven Strömungskontrolle im Allgemeinen und in adaptiven Feedback Kontrollsystemen im Besonderen (bspw. Fabbiane *et al.* [43]), können so numerische Untersuchungen plasmainduzierter Strömungen zuverlässig zur Auslegung und Optimierung neuer Methoden angewandt werden.

4.4 Numerische Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls

Im Folgenden werden die charakteristischen Eigenschaften des plasma-induzierten Wandstrahls hinsichtlich seiner Turbulenzintensität untersucht. Die numerischen Simulationen werden mit dem im Abschnitt 2.2.3 vorgestellten Reynolds-Spannungs-Modell von Jakirlić und Maduta [72] durchgeführt. Daraufhin wird sowohl die empirische Modellformulierung als auch die erweiterte empirische Modellformulierung anhand der experimentell bestimmten Geschwindigkeitsfelder von Kriegseis *et al.* [97, 98] validiert. Zusätzlich wird ein Vergleich zu den in Abschnitt 3.3 vorgestellten phänomenologischen und fluidmechanischen Modellen vorgenommen und diskutiert.

4.4.1 Numerisches Setup

Das Druckfeld, das als unbekannte Variable in den zu berechnenden strömungsmechanischen Grundgleichungen (2.8) auftritt, wird über das SIMPLE⁴-Korrekturverfahren nach Patankar und Spalding [140] bestimmt. Die Approximation der diffusiven Flüsse erfolgt hierbei über zentrale Differenzenschemata zweiter Ordnung und die der konvektiven Flüsse über die in Abschnitt 2.3.1 vorgestellte Flux-Blending Methode. Die konvektiven Terme in den Transportgleichungen der turbulenten Größen werden mit einem Verfahren erster Ordnung diskretisiert.

Die räumliche Abmessung der Volumenkraftverteilung, die aus den experimentell gefundenen Geschwindigkeitsinformationen bestimmt wurde, beträgt $L_x \times L_y = 8.68 \times 3.35 \text{ mm}^2$ und wurde mit einem Gitter bestehend aus $N_x \times N_y = 45 \times 69$ Knotenpunkten aufgelöst. Um dem charakteristischen Verhalten des Wandstrahls, d. h. $\partial U_i / \partial y \gg \partial U_i / \partial x$, auch in den numerischen Untersuchungen gerecht zu werden, wird in Anlehnung an die experimentelle Auflösung beibehalten, dass in wandnormaler Richtung räumlich feiner diskretisiert wird als in wandparalleler Richtung. Der Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators wird in den numerischen Untersuchungen mit $N_x \times N_y = 36 \times 56$ Knotenpunkten aufgelöst. Die Volumenkraftverteilung wird hierbei linear auf das numerische Gitter interpoliert. Wie bereits im Abschnitt 4.1 dargelegt, wurden die Untersuchungen von Kriegseis [94] in ruhender Luft durchgeführt. Die Abmessungen des „luftdicht“ abgeschlossenen Plexiglasbehälters wurden dabei so gewählt, dass Sekundärströmungen innerhalb des Messfeldes und der Messdauer

⁴Semi-implicit Method for Pressure Linked Equations

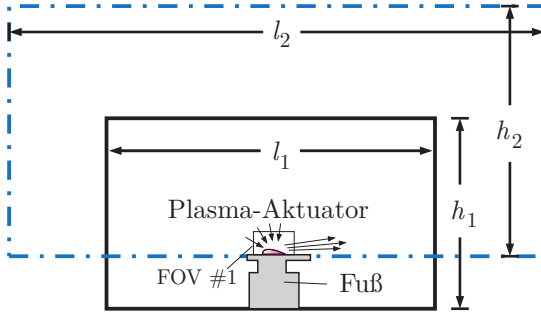


Abbildung 4.8: Prinzipskizze des Gebietes der PIV Messungen (Index 1, —, vgl. Abb. 4.2), zweidimensionales Lösungsgebiet der Simulation (Index 2, · - ·).

praktisch nicht auftreten. Somit kann von einer quasi statistisch stationären und zweidimensionalen Strömung ausgegangen werden. Um diesen Zustand auch in den numerischen Untersuchungen zu gewährleisten, müssen die Ränder des zweidimensionalen Lösungsgebietes adäquat gewählt werden (vgl. Abb. 4.8). Die Abmessungen des zweidimensionalen Rechengebietes betragen $2250 \times 1625 \text{ mm}^2$ in horizontaler -respektive vertikaler Richtung und entsprechen annähernd dem fünffachen der experimentellen Abmessungen (vgl. Tabelle 4.1). Das numerische Gitter beinhaltet in etwa 1.3×10^5 Knotenpunkte. In Wandnähe wird das numerische Gitter so verfeinert, dass für den wandnächsten Knotenpunkt ein dimensionsloser Wandabstand $y^+ < 1$ gewährleistet ist.

Ergänzend zu den experimentellen Untersuchungen von Kriegseis *et al.* [97] wird der von Plasma-Aktuatoren induzierte Wandstrahl numerisch mit Hilfe der stationären RANS-Methode untersucht.

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_i u_j}) + \frac{1}{\rho} F_i \quad (4.12)$$

Der letzte Term der rechten Seite von Gleichung (4.12) beschreibt die Volumenkraftverteilung des Plasma-Aktuators. Der unbekannte Reynolds Spannungstensor $\overline{u_i u_j}$ wird hierbei über das Lösen seiner Transportgleichung im Einklang mit dem wandnahen Schließungsmodell zweiter Ordnung von Jakirlić und Maduta [72] berechnet. Die Gültigkeit der RANS-Methode wird geprüft, in dem gezeigt wird, dass für die vorliegende Plasma-Aktuator-

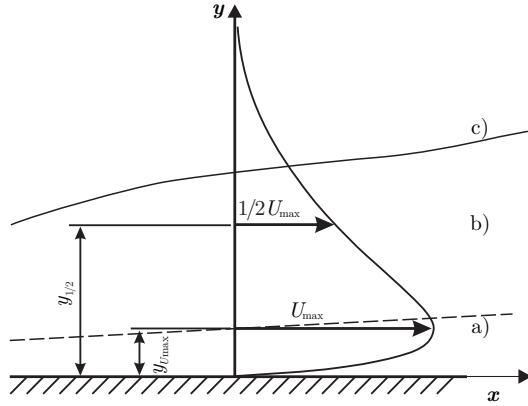


Abbildung 4.9: Wandstrahl mit eingetragenem Geschwindigkeitsprofil: a) Wandgrenzschicht, b) freie Scherschicht, c) Strahlrand.

Konfiguration ein turbulenter Wandstrahl vorliegt. Für die folgende numerische Untersuchung wird die Volumenkraftverteilung des Plasma-Aktuators über die fluidmechanische Modellformulierung nach Wilke [179] auf Basis der experimentell gefundenen Geschwindigkeitsinformation von Kriegseis *et al.* [97, 98] bestimmt und entspricht der in Tabelle 4.2 aufgeführten $12kV$ -Aktuator-Konfiguration.

4.4.2 Charakteristische Eigenschaften des plasmainduzierten Wandstrahls

Strömungsmechanisch kann ein Wandstrahl als Freistrahle betrachtet werden, der einseitig von einer ebenen Wand begrenzt wird. Hierbei beschreibt der Punkt der maximalen Geschwindigkeit $y_{U_{\max}}$ den Bereich der Wandgrenzschicht. Der Punkt der halben maximalen Geschwindigkeit $y_{1/2}$ kennzeichnet den Bereich der freien Scherschicht, wobei letzterer auch die nominelle Strahlbreite definiert (s. Abb. 4.9). Das gemittelte Geschwindigkeitsfeld weist bei einem Wandstrahl in etwa das in Abbildung 4.9 gezeigte Profil auf. Aufgrund der Haftbedingung verschwindet die Geschwindigkeit unmittelbar an der Wand und steigt dann sehr rasch zu ihrem maximalen Wert an. Die Geschwindigkeitsabnahme zum Strahlrand erfolgt langsamer und in einer Form wie sie von Freistrahlen bekannt ist (vgl. Schlichting [154] Abschn. 7.2.7). Turbulente Strahlen können mittels

der Reynolds-Zahl (Re) klassifiziert werden. Für den Fall eines „konventionellen“, zweidimensionalen Wandstrahls, bspw. einem Flüssigkeitsstrahl der aus einem Schlitz tangential zu einer ebenen Platte ausströmt, wird die Reynolds-Zahl in Abhängigkeit der Spaltbreite und der mittleren Austrittsgeschwindigkeit bestimmt (vgl. Schlichting [154] Abschn. 7.2.6). Diese charakteristischen Größen sind für einen Plasma-Aktuator induzierten Wandstrahl nicht gegeben. In diesem Fall wird die Reynolds-Zahl über die maximale Geschwindigkeit U_{\max} und dem Punkt der halben maximalen Geschwindigkeit $y_{1/2}$ ($U = 1/2 U_{\max}$) ermittelt (vgl. Chun und Schwarz [22], Schwarz und Cosart [159]). Dieser Punkt hat sich aus versuchstechnischen Gründen als geeignet erwiesen, da er eindeutiger definierbar ist im Gegensatz zum sichtbaren Strahlrand. Die Reynolds-Zahl für den Plasma-Aktuator induzierten Wandstrahl bestimmt sich somit zu

$$Re_{y_{1/2}} \Big|_{x=5 \text{ mm}} = \frac{U_{\max} y_{1/2}}{\nu} \approx 370 \quad (4.13)$$

wobei ν die kinematische Viskosität des Fluids beschreibt und $x = 5 \text{ mm}$ die Position im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators angibt. Solch eine niedrige Reynolds-Zahl würde auf einen laminaren Wandstrahl hindeuten. Jedoch zeigen Chun und Schwarz [22], dass die kritische Reynolds-Zahl eines laminaren Wandstrahls bei $Re_{y_{1/2}} = 57$ liegt. Eine weitere Kenngröße zur Quantifizierung von konventionellen Wandstrahlen wurde von Glauert [50] eingeführt. Hierbei wird der Wandstrahl über den Punkt der maximalen Geschwindigkeit charakterisiert. In seinen theoretischen Untersuchungen konnte er folgende Ähnlichkeitslösungen feststellen:

$$\frac{y U_{\max}}{y_{1/2}} \approx \begin{cases} 0.55 & \text{laminar Wandstrahl} \\ 0.26 & \text{turbulenter Wandstrahl} \end{cases} \quad (4.14)$$

Jukes *et al.* [83] vergleichen in ihren experimentellen Untersuchungen die Geschwindigkeitsprofile des Plasma-Aktuator induzierten Wandstrahls ($U_{\max} \approx 0.5 \text{ m/s}$) mit denen aus den theoretischen Untersuchungen von Glauert [50]. Hierbei konnten sie zeigen, dass bei einer Reynolds-Zahl von $Re_{y_{1/2}} = 40$ noch ein laminarer Wandstrahl vorliegt. Murphy *et al.* [133] weisen in ihren experimentellen Untersuchungen nach, dass mit zunehmender Betriebsspannung ($10 \leq U_{\text{kV}} \leq 15 \text{ kV}$) die Geschwindigkeitsprofile des sich einstellenden Wandstrahls turbulenter erscheinen ($3 \leq U_{\max} \leq 5 \text{ m/s}$). Ein ähnliches Verhalten konnte auch in den experimentellen Untersuchungen von Kriegseis [94] festgestellt werden. In Ab-

4.4 Numerische Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls

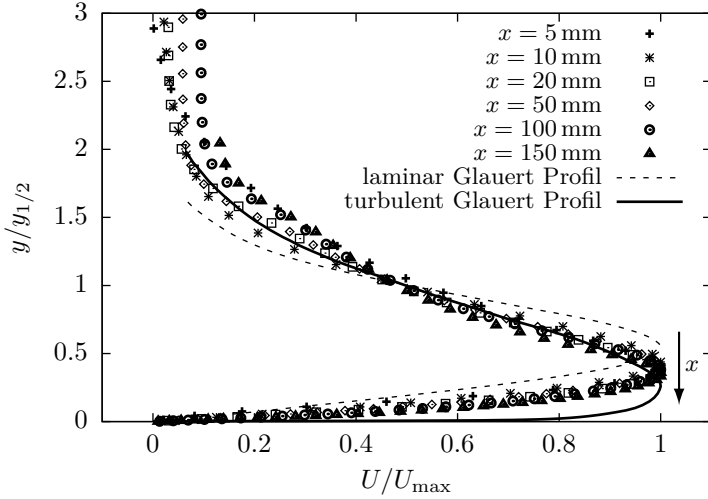


Abbildung 4.10: Die numerischen Geschwindigkeitsprofile U/U_{\max} als Funktion des Wandabstandes $y/y_{1/2}$ an ausgewählten Positionen. Die natürliche Transition des Wandstrahls ist mit einem Richtungspfeil gekennzeichnet. Zusätzlich aufgetragen sind die theoretischen Geschwindigkeitsprofile nach Glauert [50] eines laminaren ----- und turbulenten — Wandstrahls.

bildung 4.10 sind die normierten Geschwindigkeitsprofile der vorliegenden numerischen Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls dargestellt. Zusätzlich zu den numerisch berechneten Profilen sind die theoretischen Profile nach Glauert [50] für das laminare und turbulente Regime eingezeichnet. Die natürliche Transition des Wandstrahls ist mit einem Richtungspfeil gekennzeichnet. Es ist zu erkennen, dass sich mit zunehmender stromab liegender Position⁵ der Punkt der maximalen Geschwindigkeit näher zum turbulenten Regime bewegt:

$$\left. \frac{yU_{\max}}{y_{1/2}} \right|_{x=5 \text{ mm}} \approx 0.44 \quad \xrightarrow{x} \quad \left. \frac{yU_{\max}}{y_{1/2}} \right|_{x=150 \text{ mm}} \approx 0.33 \quad (4.15)$$

Wie bereits erwähnt kann der Wandstrahl in zwei Bereiche unterteilt werden: Einen inneren Bereich, gekennzeichnet durch die Wandgrenzschicht

⁵ $x = 0 \text{ mm}$ entspricht dem Schnittpunkt zwischen oberer und unterer Elektrode.

($0 \leq y \leq y_{U_{\max}}$) und einen äußeren Bereich, charakterisiert durch den Freistrahle ($y > y_{U_{\max}}$). Des Weiteren erfolgt eine Unterteilung in zwei Gebiete – das Gebiet des nicht voll entwickelten Wandstrahls, und das Gebiet des voll entwickelten Wandstrahls. Für letzteres folgt, für angemessen hohe Reynolds-Zahlen, das Geschwindigkeitsprofil in der Wandschicht dem sogenannten logarithmischen Wandgesetz (vgl. bspw. Eriksson *et al.* [42]). Für den Fall einer laminar-turbulenten Transition zeigen die Geschwindigkeitsprofile anfänglich einen Verlauf entsprechend einer laminaren Strömung und konsequenterweise nach Abschluss der Transition einen Verlauf gemäß einer turbulenten Strömung. Die Turbulenzentwicklung während des laminar-turbulenten Transitionsprozesses, mit einer anfangs vergleichsweise niedrigen Intensität, steht im Einklang mit der Entwicklung solcher Geschwindigkeitsprofile. In der experimentellen Untersuchung von Eriksson *et al.* [42] wurde für einen zweidimensionalen, ebenen turbulenten Wandstrahl gezeigt, dass das Einsetzen der Transition des anfangs laminaren Strömungszustandes im äußeren Bereich ($y > y_{U_{\max}}$) des Wandstrahls stattfindet.

Ein ähnliches Verhalten konnte auch in dem hier untersuchten numerisch generierten Plasma-Aktuator Wandstrahl festgestellt werden. Dargestellt ist in Abbildung 4.11 die Entwicklung der mittleren Geschwindigkeitsprofile U^+ und V^+ normiert mit der lokalen Schubspannungsgeschwindigkeit $U_\tau(x) = \sqrt{\tau_w(x)/\rho}$, an ausgewählten x -Positionen. Hierbei liegt die erste Position ($x = 5 \text{ mm}$) im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators, alle anderen Positionen ($10 \leq x \leq 150 \text{ mm}$) befinden sich stromab davon. Zusätzlich zu den normierten Geschwindigkeitsprofilen sind in den Abbildungen 4.12 bis 4.14 die Entwicklung der Turbulenzintensität $u^+ = \sqrt{\overline{u^2}}/U_\tau(x)$, $v^+ = \sqrt{\overline{v^2}}/U_\tau(x)$ und $uv^+ = \overline{uv}/U_\tau^2(x)$ aufgetragen.

Position 5–10 mm Die Turbulenzintensität u^+ zeigt zu Beginn ($x = 5 \text{ mm}$), insbesondere im äußeren Bereich, einen niedrigen Verlauf auf. Im Bereich ($x = 10 \text{ mm}$) kommt es dann zu einer deutlichen Zunahme von u^+ und v^+ im äußeren Bereich des Wandstrahls ($y^+ \approx 35$). Des Weiteren hat sich uv^+ im äußeren Bereich ausgebildet bei gleichzeitigem Verschwinden der Geschwindigkeitskomponente V^+ im wandnahen Bereich und für das Einsetzen der Transition im inneren Bereich spricht. Die Turbulenzintensität u^+ hat zwei Maxima, eines im inneren Bereich ($y^+ \approx 7$) und eines im äußeren Bereich ($y^+ \approx 30$) mit einem Minimum dazwischen ($y^+ \approx 15$). Folglich existieren zwei Bereiche, die für die Produktion von turbulenter kinetischer Energie verantwortlich sind.

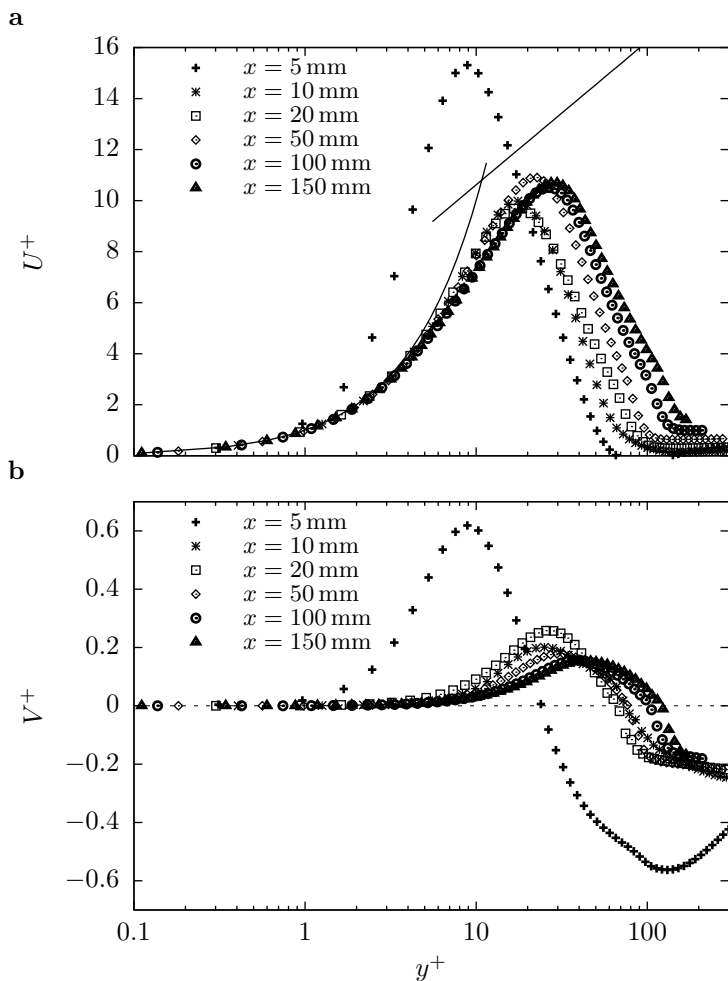


Abbildung 4.11: Geschwindigkeitsprofile des numerisch generierten Wandstrahls an ausgewählten x -Positionen. a) der zur Wand parallelen Komponente U^+ b) der zur Wand normalen Komponente V^+ normiert jeweils mit der lokalen Schubspannungsgeschwindigkeit $U_\tau(x)$. Zusätzlich ist die universelle Verteilung von $U^+(y^+)$ in der Wandschicht — mit aufgetragen.

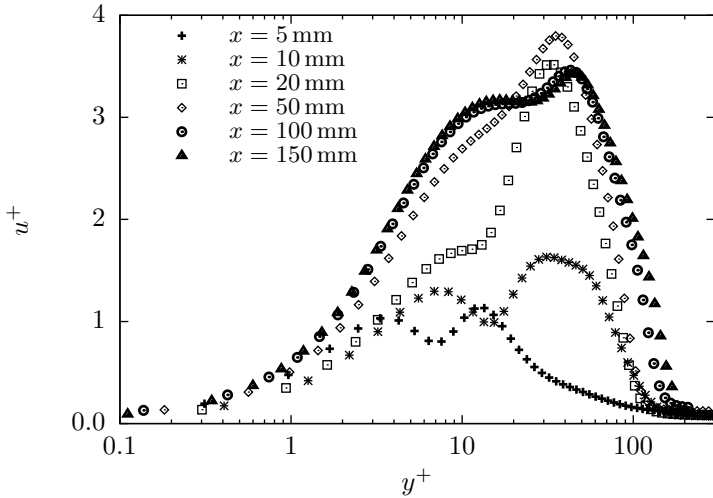


Abbildung 4.12: Profile der Turbulenzintensität $u^+ = \sqrt{u'u}/U_\tau(x)$ an ausgewählten x -Positionen.

Position 20–50 mm Die Maxima aller drei Komponenten an der Stelle $x = 20$ mm sind dem hohen negativen Geschwindigkeitsgradienten $\partial U/\partial y$ im äußeren Bereich geschuldet ($y^+ \approx 35$). Der hier berechnete maximale Wert für $u^+ \approx 3.5$ stimmt mit den Untersuchungen von Eriksson *et al.* [42] überein. An der Stelle $x = 50$ mm beinhaltet das Profil unterdessen zwei lokale Maxima, ein wandnahe Maximum, das seinen Ursprung in dem hohen positiven Geschwindigkeitsgradienten im Übergangsbereich hat ($y^+ \approx 15$) und dem zuvor genannten äußeren Maximum.

Position 100–150 mm Die Stelle $x = 100$ mm beschreibt den Beginn des vollausbildeten turbulenten Wandstrahls. Das Maximum von u^+ im inneren Bereich fällt deutlich ausgeprägter aus ($y^+ \approx 15$), gleichzeitig verschwindet das Plateau von v^+ aus dem vorherigen Gebiet ($20 \leq x \leq 50$ mm) und geht mit dem Prozess der Verschmelzung zwischen inneren und äußeren Bereich einher. An der Stelle $x = 150$ mm scheint schließlich der Transitionsprozess abgeschlossen zu sein und das Gebiet der voll ausgebildeten turbulenten Strömung ist erreicht. Lediglich ein leichter Anstieg von v^+ im äußeren Bereich ($y^+ \approx 90$) ist in den Profilen im Vergleich zur vorherigen Position noch festzustellen. Sowohl die Geschwindigkeitsprofile als auch die Pro-

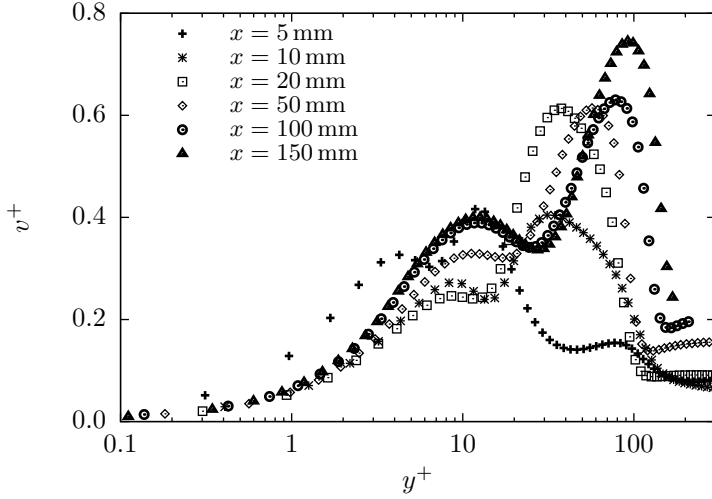


Abbildung 4.13: Profile der Turbulenzintensität $v^+ = \sqrt{\overline{v'v'}}/U_\tau(x)$ an ausgewählten x -Positionen.

file der Turbulenzintensität haben sich im plasmainduzierten Wandstrahl vollständig ausgebildet. Zusätzlich weist die Komponente uv^+ an dieser Stelle im inneren Bereich ($y^+ \approx 11$ mm) ihr Minimum auf $uv^+ \approx -0.45$ und erreicht im äußeren Bereich ($y^+ \approx 70$ mm) ihr Maximum mit $uv^+ \approx 1$. Demgemäß hat sich der innere Bereich des Wandstrahls in seiner Form ähnlich einer turbulenten Wandgrenzschicht mit einem sogenannten *Zero Pressure Gradient* (Nullwert des Druckgradienten) entwickelt (vgl. Klebanoff [88]).

Aufgrund der relativ niedrigen Reynolds-Zahl des plasmainduzierten Wandstrahls erreichen die Maxima der Geschwindigkeitsprofile U^+ nicht zu hundert Prozent den Bereich des logarithmischen Wandgesetzes (s. Abb. 4.11a). Allerdings weist die u^+ -Komponente darauf hin, dass es sich hierbei um ein nahezu voll entwickelten turbulenten Wandstrahl handelt (vgl. Eriksson *et al.* [42]).

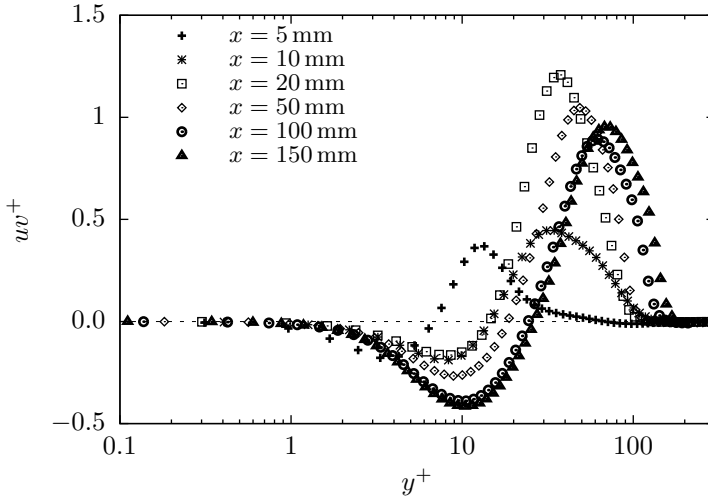


Abbildung 4.14: Profile der Turbulenzintensität $uv^+ = \overline{uv}/U_\tau^2(x)$ an ausgewählten Positionen.

4.5 Ergebnisse und Diskussion

Die vorliegende Wandstrahl-Konfiguration stellt eine Nichtgleichgewichts-Strömung dar, die zusätzlich durch die in Wandnähe verstärkten Effekte der Reynolds-Spannungs-Anisotropie beeinträchtigt wird. Dies ist ferner der Hauptgrund des Einsatzes eines Reynolds-Spannungs-Modells und nicht eines linearen Wirbelviskositätsmodells, bspw. dem $k-\varepsilon$ Modell, welches geeignet ist in einer voll entwickelten Strömung isotroper Turbulenz (vgl. Launder und Spalding [107]). Letzteres wurde in vorausgehenden Untersuchungen mit mäßigem Erfolg angewandt (s. Maden *et al.* [115]). Aus diesem Grund werden für die vergleichende Diskussion der verschiedenen Herangehensweisen zur Beschreibung des aerodynamischen Effektes von Plasma-Aktuatoren, nur die numerischen Ergebnisse mit dem Reynolds-Spannungs-Modell von Jakirlić und Maduta [72] betrachtet.

4.5.1 Gegenüberstellung der Modellstrategien

Abbildung 4.15 zeigt die Geschwindigkeitsprofile der Wandstrahl-Konfiguration an ausgewählten Positionen im Wirkungsbereich des Plasma-

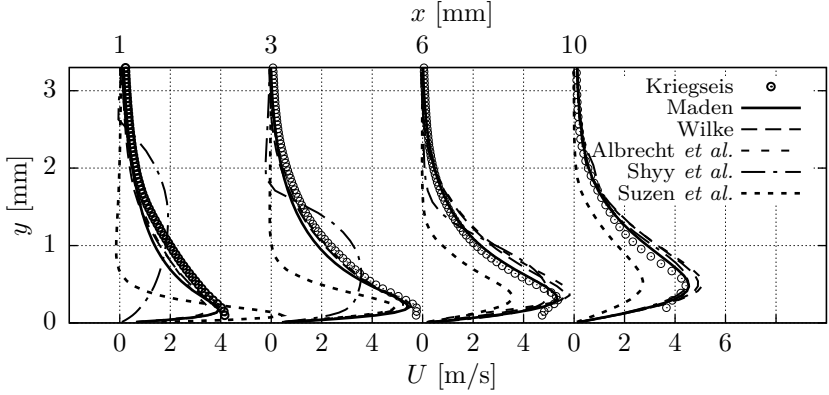


Abbildung 4.15: Experimentell und numerisch ermittelte mittlere Geschwindigkeitsprofile $U(y)$ an ausgewählten Positionen x innerhalb des Plasma-Aktuator Wirkungsbereichs. Implementierte Modelle: Gl. (4.6) empirisches Modell, Gl. (3.38) nach Wilke [179], Gl. (3.47) nach Albrecht *et al.* [3], Gl. (3.22) nach Shyy *et al.* [161], Gl. (3.31) nach Suzen *et al.* [170]: PIV-Daten nach Kriegseis *et al.* [97, 98]: $x = 0, 3, 6$ mm FOV #1, $x = 10$ mm FOV #2. Der Integralwert der betrachteten $12kV$ -Aktuator-Konfiguration beträgt $F/L = 25.45$ mN/m.

Aktuators ($1 \leq x \leq 6$ mm) und zusätzlich an der Position $x = 10$ mm. Dargestellt sind sowohl die numerischen Ergebnisse der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen phänomenologischen Modelle als auch die in Abschnitt 3.3.3 erörterten fluidmechanischen Modelle und des in Abschnitt 4.2 vorgestellten empirischen Modells. Zu Vergleichszwecken sind die experimentell gefundenen Geschwindigkeitsprofile von Kriegseis *et al.* [97, 98] mit aufgetragen. Die Gegenüberstellung der Geschwindigkeitsprofile nach der fluidmechanischen Modellformulierung von Albrecht *et al.* [3] und Wilke [179] bestätigt die Gültigkeit der jeweiligen unabhängig von einander getroffenen Annahmen (vgl. Abschn. 3.3.3). Die Profile beider Modelle stimmen für alle dargestellten Positionen qualitativ und quantitativ gut mit denen aus dem Experiment überein. Im Fall der phänomenologischen Modellformulierung ist die ungenügend abgebildete räumliche Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes innerhalb des Plasmas ($0 \leq x \leq 6$ mm) offensichtlich. Ausserhalb der Gasentladung ($x > 6$ mm) wird das Geschwindigkeitsprofil des plasma-induzierten Wandstrahls mit dem Modell nach Shyy *et al.* [161] gut ange-

nähert⁶. Das Modell nach Suzen *et al.* [170] liefert sowohl innerhalb der Impulsaustauschregion als auch außerhalb davon Geschwindigkeitsprofile von ungenügender Qualität. Des Weiteren wird das Geschwindigkeitsmaximum nahe der oberen Elektrode ($x = 1 \text{ mm}$) deutlich zu hoch eingeschätzt und für den Bereich ($x \geq 6 \text{ mm}$) als zu gering. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei dem Modell nach Suzen *et al.* [170] der Hauptanteil der induzierten Volumenkraft im Bereich der oberen Elektrode eingebracht wird. Demgegenüber liefert die in der vorliegenden Arbeit vorgestellte empirische Modellformulierung qualitativ und quantitativ gute Ergebnisse im gesamten betrachteten Bereich. Die gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsprofile innerhalb der Impulsaustauschregion ($1 \text{ mm} \leq x \leq 6 \text{ mm}$) veranschaulicht die genaue Abbildung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung nach der empirischen Modellformulierung. Insbesondere im wandnahen Bereich liefern sowohl das empirische Modell als auch die fluidmechanischen Modelle deutlich präzisere Simulationsergebnisse als die phänomenologischen Modelle. Aus diesem Grund ist der Einsatz der erstgenannten Modelle bei der Vorhersage von aerodynamischen Anwendungen, die eine exakte Abbildung des Plasma-Aktuator induzierten Wandstrahls benötigen, zu bevorzugen.

4.5.2 Validierung der empirischen Modellformulierung

Diskreter Betriebsbereich Die Validierung der empirischen Modellformulierung erfolgt mit Hilfe von drei verschiedenen Aktuator-Konfigurationen, $8kV$, $10kV$ und $12kV$, die sich anhand ihres Integralwertes $F/L = 1.9 \text{ mN/m}$, $F/L = 12.1 \text{ mN/m}$ und $F/L = 25.45 \text{ mN/m}$ unterscheiden (vgl. Tabelle 4.2). Der besseren Übersicht halber werden deren resultierende Geschwindigkeitsfelder in Abbildung 4.16 denen aus der fluidmechanischen Modellformulierung nach Wilke [179] und den experimentellen Referenzdaten von Kriegseis *et al.* [97, 98] gegenübergestellt. Idealerweise stimmen die resultierenden Geschwindigkeitsfelder der empirischen Modellformulierung mit denen aus der fluidmechanischen Modellformulierung überein, da letztere der empirischen Modellformulierung zu Grunde liegen. Durch etwaige Abweichungen lassen sich Rückschlüsse auf die Güte der empirischen Modellformulierung ziehen. Im Idealfall würde das empirische Modell dieselben numerischen Geschwindigkeitsprofile generieren wie das fluidmechanische Modell. Da aber der empirischen Modellformulierung ein

⁶Es muss an dieser Stelle betont werden, dass die phänomenologischen Modelle nicht wie üblich nach der Plasma-Aktuator-Betriebsspannung kalibriert wurden, sondern nach dessen Integralwert, um eine geeignete Vergleichsbasis zu gewährleisten.

und dieselbe mathematische Ansatzfunktion zu Grunde liegt, können zur Bestimmung der Volumenkraftverteilung in Abhängigkeit des Integralwertes F/L Abweichungen nicht grundsätzlich vermieden werden.

Abbildung 4.16 zeigt die Geschwindigkeitsprofile an ausgewählten Stellen innerhalb der Impulsaustauschregion für die drei betrachteten Plasma-Aktuator-Konfigurationen. Für den Fall mit dem niedrigsten Integralwert $F = 1.9 \text{ mN/m}$ (s. Abb. 4.16a) ergeben sich deutliche Abweichungen im äußeren Bereich des Wandstrahls $1 \leq y \leq 2 \text{ mm}$. Mit zunehmenden Integralwert $F = 12.1 \text{ mN/m}$ nehmen diese Abweichungen ab (s. Abb. 4.16b) und sind für den Fall mit dem höchsten Integralwert $F = 25.45 \text{ mN/m}$ nahezu verschwunden (s. Abb. 4.16c). Diese Unterschiede im äußeren Bereich des Wandstrahls resultieren daher, dass die konkrete Formulierung der Ansatzfunktion gemäß der Volumenkraftverteilung für einen Integralwert von $F = 25.45 \text{ mN/m}$ definiert wurde, jedoch die Volumenkraftverteilungen in Abhängigkeit des Integralwertes in ihrem zweidimensionalen Profil stark von einander variieren (s. Kriegseis *et al.* [97]). Nichtsdestotrotz ist für den Erfolg der numerischen Berechnungen von Plasma-Aktuatoren in aerodynamischen Anwendungen dessen Einfluss auf die Grenzschicht maßgeblich (vgl. Grundmann [54]). Die Geschwindigkeitsprofile sowohl innerhalb der Wandgrenzschicht ($y < y_{U_{\max}}$) als auch im Bereich der freien Scherschicht ($y_{U_{\max}} < y < y_{1/2}$) werden für alle Aktuator-Konfigurationen qualitativ sehr gut und quantitativ gut wiedergegeben.

Stetiger Betriebsbereich Wie bereits in Abschnitt 4.3 erörtert wurde, liefert die erweiterte Modellformulierung (4.11) in Abhängigkeit des Integralwertes F/L eine Volumenkraftverteilung $F(x, y)$ für ein stetiges Betriebsintervall $1.9 \leq F/L \leq 24.54 \text{ mN/m}$ des Plasma-Aktuators. Die Stützstellen, die der erweiterten Modellformulierung zu Grunde liegen, wurden bereits untersucht ($8kV$, $10kV$ und $12kV$ -Aktuator-Konfiguration). Es stehen zur Validierung der erweiterten Modellformulierung die bis zu diesem Punkt noch nicht berücksichtigten Volumenkraftverteilungen der $9kV$ und $11kV$ -Aktuator-Konfigurationen mit dem zugehörigen Integralwert von $F = 6.76 \text{ mN/m}$ und $F = 22.75 \text{ mN/m}$ zur Verfügung (vgl. Tabelle 4.2). Entsprechend der vorangegangenen Untersuchungen werden die Simulationsergebnisse der erweiterten Modellgleichung (4.11) denen aus der

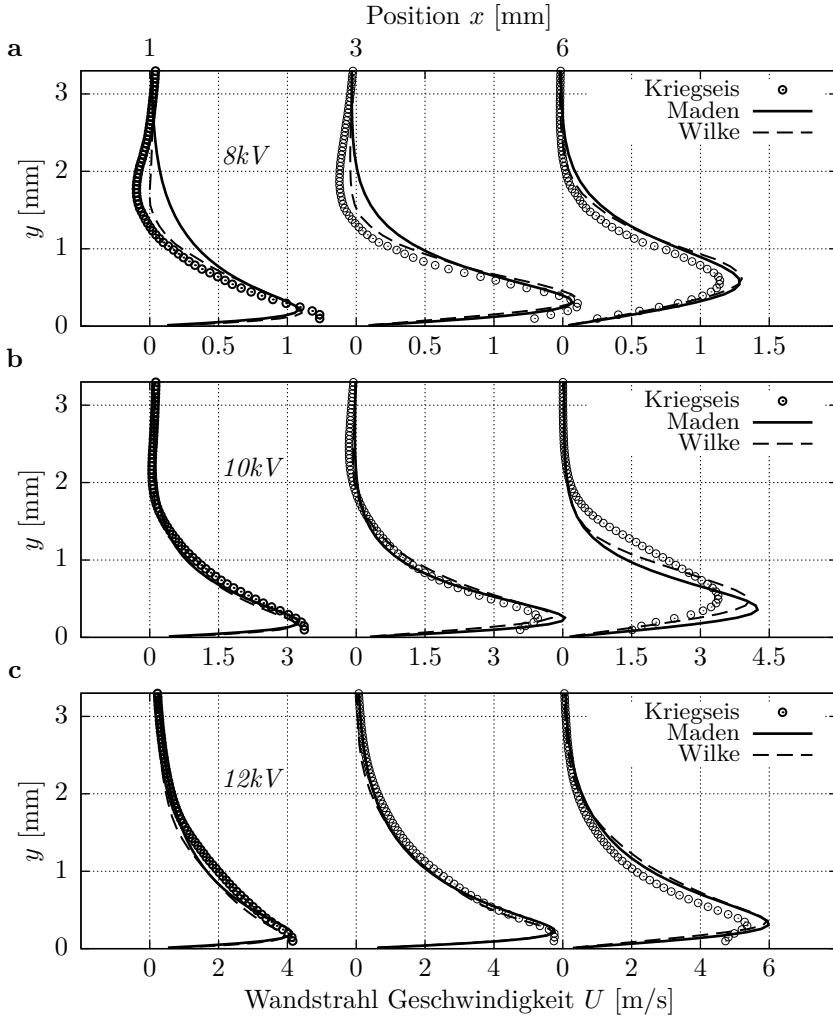


Abbildung 4.16: Experimentell und numerisch ermittelte mittlere Geschwindigkeitsprofile $U(y)$ an ausgewählten Positionen x innerhalb des Plasma-Aktuator Wirkungsbereichs. Implementierte Modelle: Gl. (4.6) empirisches Modell, Gl. (3.38) nach Wilke [179]; PIV-Daten von Kriegseis *et al.* [97, 98]: $x = 1, 3, 6$ mm. Der Integralwert der betrachteten $8kV$, $10kV$ und $12kV$ Aktuator-Konfigurationen beträgt, von oben nach unten: $F/L = 1.9$ mN/m, 12.41 mN/m und 25.45 mN/m (vgl. Tabelle 4.2).

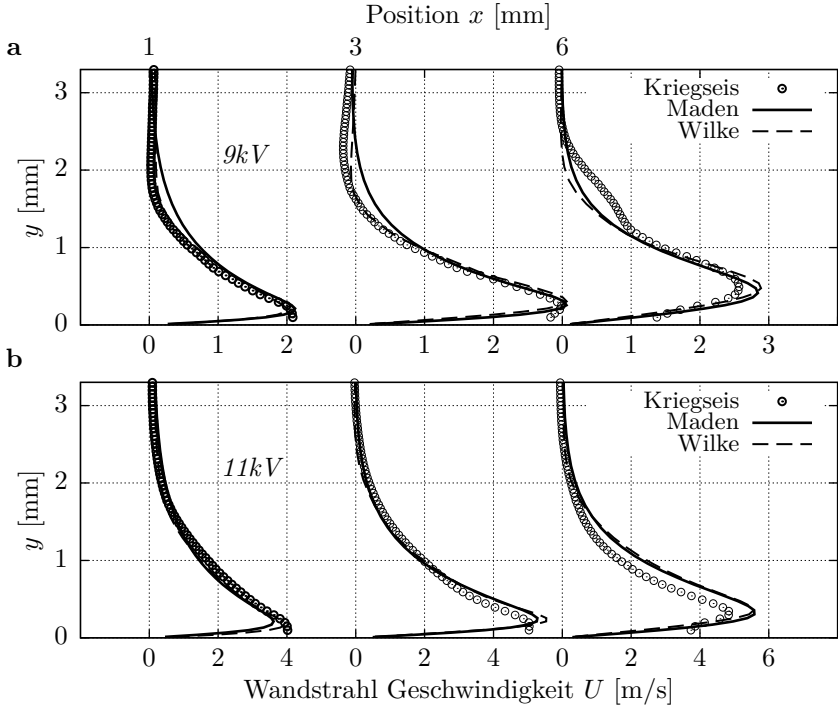


Abbildung 4.17: Experimentell und numerisch ermittelte mittlere Geschwindigkeitsprofile $U(y)$ an ausgewählten Positionen x innerhalb des Plasma-Aktuator Wirkungsbereichs. Implementierte Modelle: Gl. (4.11) erweitertes empirisches Modell, Gl. (3.38) nach Wilke [179]: PIV-Daten von Kriegseis *et al.* [97, 98]: $x = 1, 3, 6$ mm. Der Integralwert der betrachteten $9kV$ und $11kV$ Plasma-Aktuator-Konfiguration beträgt $F/L = 6.8$ mN/m und $F/L = 22.1$ mN/m (vgl. Tabelle 4.2).

fluidmechanischen Modellformulierung nach Wilke [179] und den experimentellen Referenzdaten von Kriegseis [94] gegenübergestellt. Die Resultate der beiden untersuchten Fälle sind in Abbildung 4.17 dargestellt und zeigen Geschwindigkeitsprofile an ausgewählten Positionen innerhalb der Impulsaustauschregion. Hierbei ergeben sich analoge Resultate wie bei der vorangegangenen Untersuchung. Die erweiterte Modellformulierung liefert eine zuverlässige Vorhersage der Geschwindigkeitsprofile für den Plasma-Aktuator induzierten Wandstrahl.

Die Einschränkung der fluidmechanischen Modellformulierung, Volumenkraftverteilungen nur für einen diskreten Betriebsintervall einer Plasma-Aktuator-Konfiguration zur Verfügung zu stellen, ist mit dem hier vorgestellten empirischen Modell in seiner erweiterteren Formulierung aufgehoben. Somit ist für zukünftige numerische Untersuchungen die Möglichkeit gegeben, unterschiedlich skalierte Volumenkraftverteilungen einfach und von genügender Qualität in aerodynamischen Anwendungen zu integrieren. Die Ergebnisse sollen hier nochmals zusammenfassend in Kurzform dargelegt werden:

- Das turbulente Charakter des induzierten Wandstrahls wurde mit Hilfe einer numerischen Untersuchung analysiert und dargelegt.
- Die erfolgreiche Entwicklung einer empirischen Modellformulierung zur Beschreibung des aerodynamischen Effekts von DBD Plasma-Aktuatoren im Bereich der numerischen Strömungsmechanik konnte gezeigt werden.
- Hierbei war es möglich, die Genauigkeit der fluidmechanischen Modelle zur Beschreibung des zweidimensionalen Profils der induzierten Kraft in das empirische Modell zu überführen.

5 Aktive Strömungsbeeinflussung am asymmetrischen dreidimensionalen Diffusor

Im vorangegangenen Kapitel wurde eine empirische Modellformulierung der plasmainduzierten Volumenkraft vorgestellt. Dabei war das zentrale Ziel, den aerodynamischen Effekt von Plasma-Aktuatoren mit Hilfe einfacher mathematischer Formeln zu beschreiben. Das so gewonnene Modell auch in numerischen Simulationen turbulenter Strömungen anzuwenden, erfordert eine sorgfältige Prüfung. Das Hauptziel sollte dabei die Anwendung auf beliebige Strömungskonfigurationen unabhängig von deren geometrischer Komplexität sein. Aus diesem Grund wird das empirische Modell auf die Strömung des asymmetrischen dreidimensionalen Diffusors angewandt und anhand von experimentellen Ergebnissen validiert.

In technischen Anwendungen sind Diffusoren dadurch gekennzeichnet, dass sich ihr Querschnitt in Strömungsrichtung vergrößert. Hierbei soll die in der Strömung vorhandene kinetische Energie durch Verzögerung der Strömung möglichst verlustarm in Druckenergie umgewandelt werden. Diese charakteristische Eigenschaft führt dazu, dass die Strömung im Diffusor gegen den ansteigenden Druck gerichtet ist und es zu einer Ablösung und Rückströmung der energieärmeren Grenzschichten kommen kann. Die Grenzschichtablösung kann lokal begrenzt oder auch örtlich und zeitlich wechselnd erfolgen. Hierbei kommt es zu einer Verzögerung der Strömung, die nicht mehr der gegebenen Querschnittserweiterung entspricht und zu einem verminderten Druckrückgewinn führt. Um zusätzliche Strömungsverluste zu vermeiden, müssen homogene Strömungszustände am Diffusoraustritt verwirklicht werden. Neben den geometrischen Einflussfaktoren wird die Druckumsetzung in Diffusoren im Wesentlichen vom Strömungszustand am Diffusoreintritt bestimmt (s. Sovran und Klomp [164] und Wolf und Johnston [183]). Ziel hierbei ist es, füllige und ausgeglichene Strömungsprofile mit geringer Grenzschichtdicke, die durch einen hohen Grad an Turbulenz gekennzeichnet sind, zu realisieren, um somit den hohen Druckgradienten im Diffusor entgegen zu wirken (s. Klein [89] und Stevens und Williams [168]).

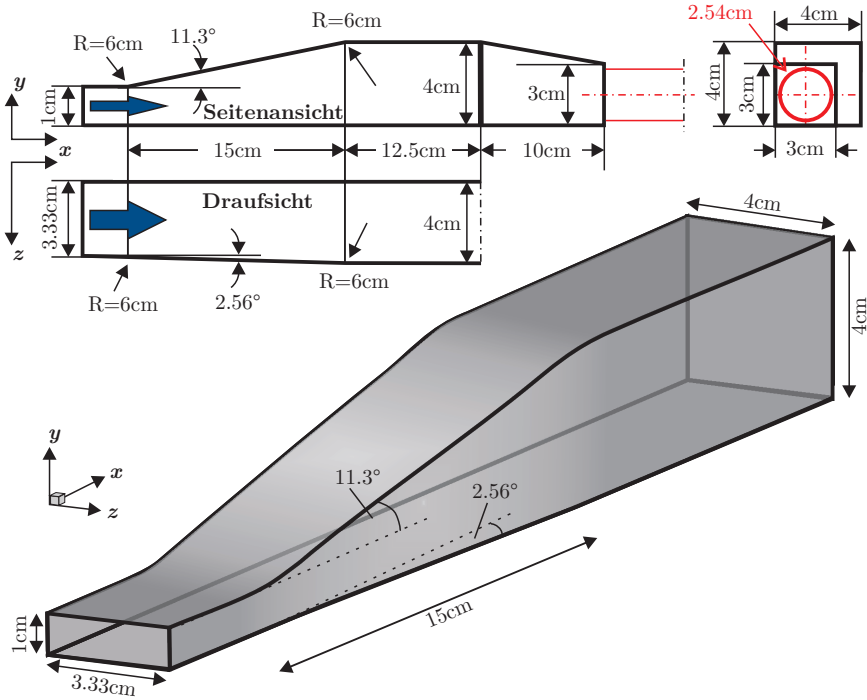


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des asymmetrischen 3D Diffusors (Diffusor 1) nach Cherry *et al.* [19, 20] (Abbildung entnommen aus Jakirlić *et al.* [73]).

5.1 Experimentelle Untersuchung der beeinflussten Diffusorströmung

Der asymmetrische dreidimensionale Diffusor, welcher der vorliegenden numerischen Untersuchung zu Grunde liegt, wurde erstmals von Cherry *et al.* [19, 20] experimentell untersucht und soll zunächst kurz vorgestellt werden (s. Abb. 5.1). Ausgehend von einem rechteckigen Querschnitt am Diffusoreintritt von $10 \times 33.3 \text{ mm}^2$ erweitert sich der Diffusor asymmetrisch zu einem quadratischen Querschnitt von $40 \times 40 \text{ mm}^2$ am Diffusoraustritt. Das für Diffusoren charakteristische Flächenverhältnis von Diffusoraustritt (A_2) zu Diffusoreintritt (A_1) ergibt somit $A_2/A_1 = 4.8$. Die Länge des Diffusors, die durch die Expansion der Diffusorwände charakte-

5.1 Experimentelle Untersuchung der beeinflussten Diffusorströmung

risiert ist, beträgt $L = 150 \text{ mm}$, und entspricht dem fünfzehnfachen der Eintrittshöhe. Die Unterseite und eine Seitenwand des Diffusors verlaufen geradlinig und sind bezüglich der Strömungsverhältnisse passiv. Die der geradlinigen Seitenwand gegenüberliegende schräge Diffusorwand expandiert mit einem Öffnungswinkel von $\delta_1 = 2.56^\circ$. Die Oberseite des Diffusors besitzt einen kritischen Öffnungswinkel von $\delta_2 = 11.3^\circ$ und stellt somit die strömungsmechanisch aktive Seite dar. Der asymmetrische Verlauf der expandierenden Diffusorwänden bildet die Besonderheit des Diffusors. Ortsangaben werden in kartesischen Koordinaten angegeben, wobei die x -Achse parallel zu den geradlinig verlaufenden Wänden in Strömungsrichtung zeigt, die y -Achse senkrecht dazu steht, von der Unterseite zur Oberseite zeigt und die z -Achse zwischen den Seitenwänden verläuft. Das Koordinatensystem wird so festgelegt, dass der Ursprung der x -Achse auf den Diffusoreintritt fällt und der Ursprung der y -Achse auf der Unterseite des Diffusors liegt. Für die z -Achse wird der Ursprung auf die geradlinig verlaufende Seitenwand in Richtung der expandierenden Seitenwand gelegt. Die Eigenschaften des Diffusors sind in einer Übersicht in Abbildung 5.1 dargestellt und in Tabelle 5.1 aufgelistet. Eine ausführliche Beschreibung der experimentellen Untersuchungen am asymmetrischen dreidimensionalen Diffusor findet sich in Cherry *et al.* [19].

Die Eintrittsrandbedingungen entsprechen der einer voll ausgebildeten dreidimensionalen Kanalströmung bei einer Reynolds-Zahl $Re_0 = 10000$, die aus der zeitlich und über den Kanalquerschnitt räumlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit U_0 , der Kanaleintrittshöhe h und der kinematischen Viskosität ν gebildet wird:

$$Re_0 = \frac{U_0 h}{\nu} \quad (5.1)$$

Statische Drücke werden entlang der Unterseite an festen Punkten ermittelt. Die Reihe der Drucksensoren verläuft parallel zur x -Achse und schneidet den Diffusor in Spannweitenrichtung in der Mitte der Eintrittsbreite $B/2 = 16.65 \text{ mm}$. Als Referenzdruck p_0 wird der Druck an der Stelle $x/L = 0.05$ stromab vom Diffusoreintritt festgelegt. Die Auswertung der statischen Drücke erfolgt über die Berechnung des dimensionslosen Druckbeiwertes

$$c_p(x) := \frac{p(x) - p_0}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (5.2)$$

und kann als Maß für die Druckumsetzung im Diffusor herangezogen werden. Abbildung 5.2 zeigt für die unbeeinflusste Strömung den Verlauf des

Bezeichnung		Abmessung	
Diffusoreintritt	Höhe	h	1 cm
	Breite	B	3.33 cm
Diffusor	Länge	L	15 cm
Öffnungswinkel	Seitenwand	δ_1	2.56°
	Oberseite	δ_2	11.3°
Diffusoraustritt	Höhe	h_2	4 cm
	Breite	B_2	4 cm
Flächenverhältnis		A_2/A_1	4.8
Eintrittsgeschw.	Cherry <i>et al.</i> [19]	U_0	1 m/s
	Grundmann <i>et al.</i> [55]		15.4 m/s
Reynolds-Zahl		Re_0	10000

Tabelle 5.1: Eigenschaften des asymmetrischen dreidimensionalen Diffusors nach Cherry *et al.* [19] und Grundmann *et al.* [55].

Druckbeiwertes entlang der Unterseite des Diffusors. Die Druckrückgewinnung innerhalb des Diffusors $0 \leq x/L \leq 1$ ist klar zu erkennen. Wie bereits zu Beginn des Abschnitts erörtert wurde, ist die Druckumsetzung innerhalb von Diffusoren stark abhängig von den Einlassbedingungen. Diese Abhängigkeit konnte auch im Fall des asymmetrischen dreidimensionalen Diffusors festgestellt werden. Die im Rahmen der ERCOFTAC¹ *Workshops on Refined Turbulence Modelling* vorgestellten numerischen Untersuchungen haben gezeigt, dass die Strömung innerhalb des Diffusors sensitiv gegenüber Sekundärströmungen im Einlasskanal ist.

Manipulierte Diffusorströmung Die Sensitivität des asymmetrischen dreidimensionalen Diffusors gegenüber Sekundärströmungen im Einlasskanal wurde von Grundmann *et al.* [55, 56] genutzt, um mittels Plasma-Aktuatoren die Anströmbedingungen am Diffusoreintritt zu manipulieren (s. Abb. 5.3), mit dem Ziel, dessen Druckrückgewinnung zu steigern. Infolge eines positiven Druckgradienten, der entlang der „expandierenden“ Diffusorwände der Grenzschicht aufgeprägt ist, kommt es anfänglich zu einer dreidimensionalen Eckablösung, die sich im weiteren Verlauf über die

¹European Research Community on Flow Turbulence and Combustion

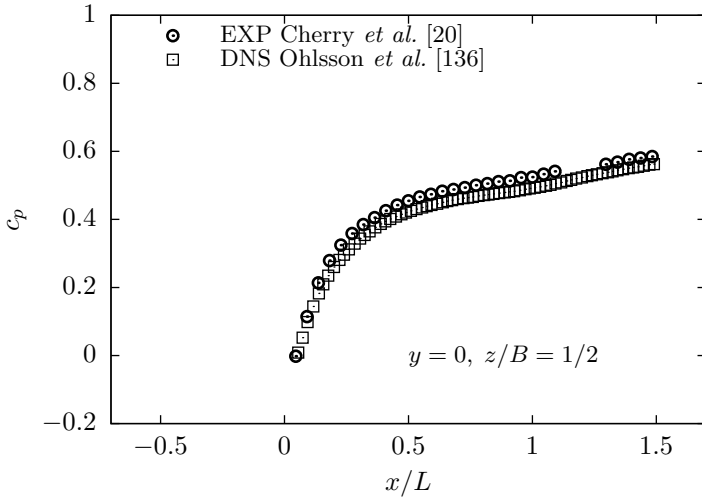


Abbildung 5.2: Verlauf des Druckbeiwertes c_p für die unbeeinflusste Diffusorströmung. Zusätzlich zu den experimentellen Daten von Cherry *et al.* [20] sind die DNS-Daten von Ohlsson *et al.* [136] aufgetragen. Der statische Druck $p(x)$ wurde entlang der Unterseite des Diffusors an festen Punkten ermittelt. Als Referenzdruck p_0 wird der Druck an der Stelle $x/L = 0.05$ stromab vom Diffusoreintritt gewählt.

gesamte obere Diffusorwand erstreckt (s. Cherry *et al.* [19]). Folglich wurde eine Plasma-Aktuator-Konfiguration im Einlasskanal entlang der oberen Wand platziert, um die Anströmbedingungen der oberen „aktiven“ Diffusorwand gezielt zu manipulieren. Hierzu wurden zwei zueinander entgegengesetzte Aktuatoren längs zum Kanalverlauf angeordnet, die Kräfte lateral zur Anströmung in Richtung der oberen Kanalecken erzeugen. Das Resultat dieser Aktuator-Konfiguration sind paarweise gegenläufig rotierende Wirbel, die sich aufgrund der Hauptströmungsrichtung in axialer Richtung ausbreiten (s. Grundmann *et al.* [55]).

Die quasi zweidimensionale Volumenkraftverteilung erstreckt sich über einen kleinen Bereich ($6 \times 2 \text{ mm}^2$). Wird die resultierende Feldkraft in ihre Teilkräfte aufgespalten, so zeigen die maßgeblichen Wirkrichtungen der zerlegten Komponenten parallel und senkrecht in Richtung der verdeckten Elektrode (s. Abb. 4.4). Jedoch spannt sich die flächenartige Kraft über die gesamte Tiefe der Elektroden (40 mm) auf. Wird der Aktuator,

5 Aktive Strömungsbeeinflussung am asymmetrischen 3D Diffusor

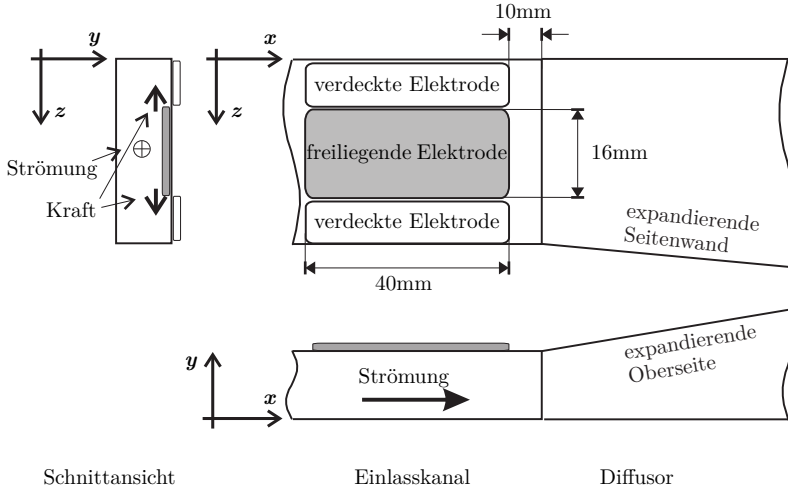


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Plasma-Aktuator-Konfiguration nach Grundmann *et al.* [55]. Die in Längsrichtung ausgerichteten Aktuatoren im Einlasskanal induzieren eine Kraft lateral zur Anströmung in Richtung der oberen Kanalecken.

wie in Abbildung 5.4b dargestellt, längs zur Anströmung angeordnet, so befinden sich die Strömungsteilchen über einen längeren Zeitraum im Wirkungsbereich des Plasmas und erfahren insgesamt einen höheren Impulsübertrag als von einem Aktuator, der quer zur Hauptströmung angeordnet ist (s. Abb. 5.4a). Mit letzterer Anordnung konnte Grundmann *et al.* [55] keinen signifikanten Einfluss auf die Druckrückgewinnung innerhalb des Diffusors erzielen. Des Weiteren hat eine Aktuation in Spannweitenrichtung einen höheren Einfluss auf die langsamere Querströmung als eine Aktuation in Strömungsrichtung auf die schnellere Hauptströmung. In den Untersuchungen von Grundmann *et al.* [55] wurde der Plasma-Aktuator sowohl kontinuierlich als auch gepulst betrieben. Die Pulsperiode T_{pa} setzt sich aus einem Anteil, in der eine Aktuation stattfindet (T_{an}), und einem Anteil, in der keine Aktuation stattfindet (T_{aus}), zusammen. Das Verhältnis von Pulsdauer zu Pulsperiode beschreibt die Pulsbreite (*duty cycle* – DC):

$$DC = \frac{T_{an}}{T_{pa}} = \frac{T_{an}}{T_{an} + T_{aus}} \quad (5.3)$$

Hierbei konnte für den gepulsten Betrieb mit einer Pulsbreite von

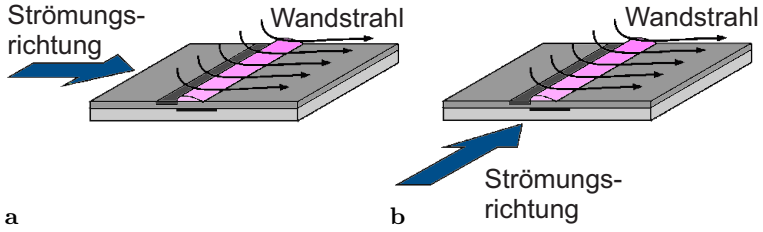


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung für die Aktuation a) in Strömungsrichtung und b) in Spannweitenrichtung.

40% bei einer Pulsperiode von 0.02 s der größtmögliche Druckrückgewinn erzielt werden, wohingegen bei kontinuierlichem Betrieb des Aktuators (DC = 100%) sogar eine Verringerung des Druckrückgewinns im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung festgestellt wurde (s. Abb. 5.5). Die Betriebsparameter der Aktuator-Konfiguration sind zusammengefasst in Tabelle 5.2 aufgeführt.

U_{kV}	10	[kV _{pp}]
φ_{pa}	10	[kHz]
T_{pa}	0.02	[s]
P/L	114	[W/m]
F/L	26.6	[mN/m]

Tabelle 5.2: Elektrische und fluiddynamische Größen der Plasma-Aktuator-Konfiguration nach Grundmann *et al.* [55]. Der Integralwert F/L (pro Tiefeneinheit L) wurde dabei nach Gleichung (3.52) bestimmt.

5.2 Ergebnisse der konventionellen (U)RANS-RSM-Methode

Aufgrund seines komplexen Strömungszustandes hat sich der asymmetrische dreidimensionale Diffusor als ein herausfordernder Testfall in der numerischen Strömungsmechanik im Allgemeinen und im Bereich der Turbulenzmodellierung im Besonderen etabliert. Zusätzlich zu den experimentellen Ergebnissen von Cherry *et al.* [19, 20] stehen zur Validierung der Ergebnisse DNS-Daten von Ohlsson *et al.* [136] zur Verfügung. Sowohl

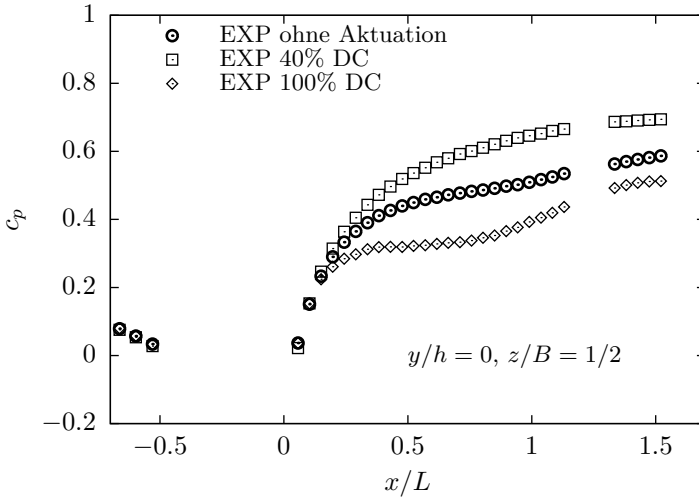


Abbildung 5.5: Druckbeiwert c_p für die unbeeinflusste Diffusorströmung und für die beiden manipulierten Strömungen nach Grundmann *et al.* [55]. Der Referenzdruck p_0 wurde abweichend zur Untersuchung von Cherry *et al.* [20] an der Position $x/L = -0.663$ stromauf vom Diffusoreintritt gemessen.

Grobstruktursimulationen (LES), bspw. von Schneider *et al.* [156, 157] und Jeyapaul [77], als auch hybride LES/RANS-Methoden, bspw. von Jakirlić *et al.* [73] und Breuer [17] wurden angewandt, um die Strömung innerhalb des Diffusors abzubilden. Des Weiteren wurden zur Erfassung der Strömung auch Methoden basierend auf dem Konzept der Skalen-Adaptiven Simulation (*Scale-Adaptive Simulationen* – SAS) von Menter und Egorov [130], bspw. von Jakirlić und Maduta [72] und Jeyapaul [77], eingesetzt. Konventionelle RANS-Methoden wurden bspw. von Hanjalić *et al.* [64] und Mancaeu und Hanjalić [125] verwendet, um die turbulente Strömung innerhalb des Diffusors zu erfassen. Außerdem konnte in den Untersuchungen von Jakirlić *et al.* [74] und Steiner *et al.* [167] gezeigt werden, dass die von einer isotropen Approximation der Turbulenzstrukturen ausgehenden linearen Wirbelviskositätsmodelle nicht in der Lage sind, die stark anisotrope Turbulenzstruktur, die im Einlasskanal zu erwarten ist, genau abzubilden. Hierdurch kommt es zu einer falschen Erfassung des Strömungstopologie innerhalb des Diffusors. Das Ablösegebiet erstreckt sich nicht, wie aus den

experimentellen Untersuchungen hervorgeht, entlang der oberen expandierenden Diffusorwand, sondern verläuft entlang der expandierenden Seitenwand.

5.2.1 Numerisches Setup

Wie bereits erwähnt wurde, ist die Strömung innerhalb des Diffusors sensitiv gegenüber Sekundärströmungen im Einlasskanal. Die turbulente Kanalströmung ihrerseits ist charakterisiert durch Querströmungen in den Kanalecken, welche durch die Anisotropie der Reynoldsschen Spannungen hervorgerufen wird (s. Diskussion in Abschn. 5.3.2). Daher sind nur Turbulenzmodelle, die das gesamte Spektrum der turbulenten Strömung, mit allen Komponenten des Reynoldsschen Spannungstensors und damit einhergehender Turbulenzanisotropie, wiedergeben können, in der Lage solch eine Strömung genau zu erfassen.

Das Strömungsfeld des asymmetrischen dreidimensionalen Diffusors wird numerisch mit Hilfe der stationären RANS-Methode untersucht.

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_i u_j}) \quad (5.4)$$

Der unbekannte Reynolds-Spannungs-Tensor aus Gleichung (5.4) wird über das Lösen seiner Transportgleichung nach dem low-Reynolds-Zahl RSM von Jakirlić und Maduta [72] berechnet. Für die Druck-Geschwindigkeits-Kopplung wird das SIMPLE-Verfahren nach Patankar und Spalding [140] verwendet. Die Approximation der konvektiven Flüsse erfolgt über die Flux-Blending Methode (vgl. Abschn. 2.3.1). Die diffusiven Flüsse werden über eine lineare Approximation zweiter Ordnung diskretisiert, während für alle turbulenten Größen ein Verfahren erster Ordnung gewählt wird.

Das Lösungsgebiet erstreckt sich über den Bereich von $x/h = -5$ bis $x/h = 45$ und besteht aus dem Einlasskanal (Länge = $5h$), dem Diffusor (Länge = $15h$) und einem recht langen, geradlinig verlaufenden Auslasskanal (Länge = $30h$) und wird von einem numerischen Gitter in $N_x \times N_y \times N_z = 149 \times 90 \times 120 \approx 1.6 \times 10^6$ Kontrollvolumina unterteilt. Die wandnahe Gitterauflösung, ausgedrückt in dimensionslosen Wandeinheiten Δi^+ wird entlang der unteren Kanalwand in der Mitte der Kanalbreite $z/B = 0.5$ bestimmt und ist in Tabelle 5.3 aufgeführt. Das Lösungsgebiet, insbesondere die Wahl eines solch langen Auslasskanals und die hohe Anzahl der Gitterpunkte wurden entsprechend der Ergebnisse aus den Un-

tersuchungen im Rahmen des *ATTAC² A Seventh Framework Project* [1] festgelegt.

$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	Δx^+	Δy^+	Δz^+
$50h \times 1h \times 3.33h$	$149 \times 90 \times 120$	$200 - 30$	$0.55 - 0.25$	$25 - 10$

Tabelle 5.3: Charakteristische Größen der konventionellen (U)RANS-RSM-Simulation.

Die Randbedingungen am Einlasskanal werden sowohl für die mittleren Profile der Geschwindigkeit U_i als auch für die turbulenten Transportgrößen $\overline{u_i u_j}$ und ω aus einer gesonderten numerischen Berechnung erfasst. Die Profile werden hierbei einer vollständig entwickelten, turbulenten Kanalströmung entnommen. Am Auslasskanal ($x = 45h$) wird für die Druckrandbedingung atmosphärischer Druck gewählt, wohingegen für alle anderen abhängigen Variablen die sogenannte *Null-Gradienten* Bedingung gefordert wird.

5.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Unbeeinflusste Strömung Abbildung 5.6 zeigt den Verlauf des Druckbeiwertes c_p für die unbeeinflusste Strömung entlang der Unterseite des Diffusors. Zusätzlich zum experimentellen Ergebnis von Grundmann *et al.* [55] ist das der RSM-Simulation mit aufgetragen und zeigt eine gute Übereinstimmung innerhalb des Diffusors $0 \leq x/L \leq 1$. Lediglich im Bereich $0.2 \lesssim x/L \lesssim 0.6$ kommt es in der RSM-Simulation zu einer leichten Unterschätzung des Druckbeiwertes.

Beeinflusste Strömung Um einen möglichst genauen Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen von Grundmann *et al.* [55] zu gewährleisten, müssen identische Betriebszustände der Plasma-Aktuator-Konfiguration gewählt werden. Hierzu wird die Volumenkraftverteilung $F(x, y)$ sowohl nach der fluidmechanischen Modellformulierung über Gleichung (3.38) als auch nach der empirischen Modellformulierung über Gleichung (4.6) entsprechend dem Integralwert F/L aus Tabelle 5.2 kalibriert.

²Advanced Turbulence Simulation for Aerodynamic Application Challenges

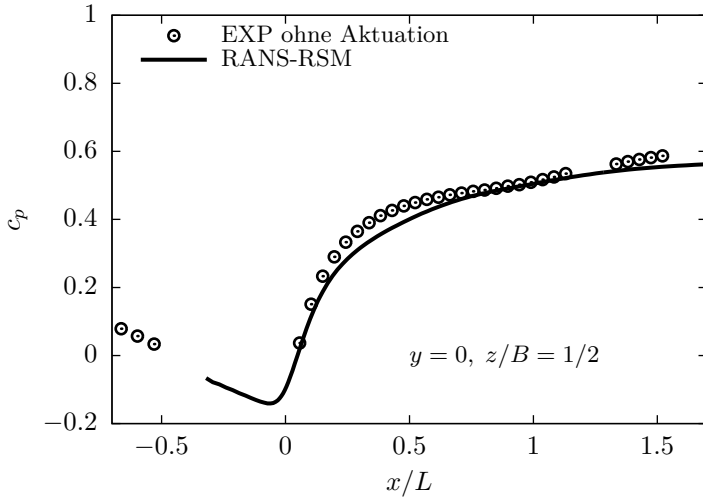


Abbildung 5.6: Druckbeiwert c_p der unbeeinflussten Strömung nach Grundmann *et al.* [55]. Komplementär ist das Ergebnis der RANS-RSM-Simulation aufgetragen.

Kontinuierliche Aktuation Ergänzend zu den experimentellen Untersuchungen von Grundmann *et al.* [55] wird das vom Plasma-Aktuator manipulierte Strömungsfeld numerisch mit Hilfe der stationären RANS-Methode untersucht. Der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren wird über eine Volumenkraftverteilung beschrieben und der rechten Seite der RANS-Gleichungen hinzugefügt.

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_i u_j}) + \frac{1}{\rho} F_i \quad (5.5)$$

Wie aus den experimentellen Untersuchungen von Grundmann *et al.* [55, 56] hervorgeht, kommt es durch die Modifikation der Anströmbedingungen zu einer Änderung der Druckrückgewinnung. Daher werden die Diskussionen der numerischen Ergebnisse in diesem Abschnitt anhand des Verlaufs des Druckbeiwertes innerhalb des Diffusors geführt. Im Vergleich zur Grundströmung kommt es bei einem kontinuierlichen Betrieb des Plasma-Aktuators zu einer Verminderung der Druckrückgewinnung. Dieses Ergebnis konnte numerisch sowohl mit der fluidmechanischen Modellformulierung

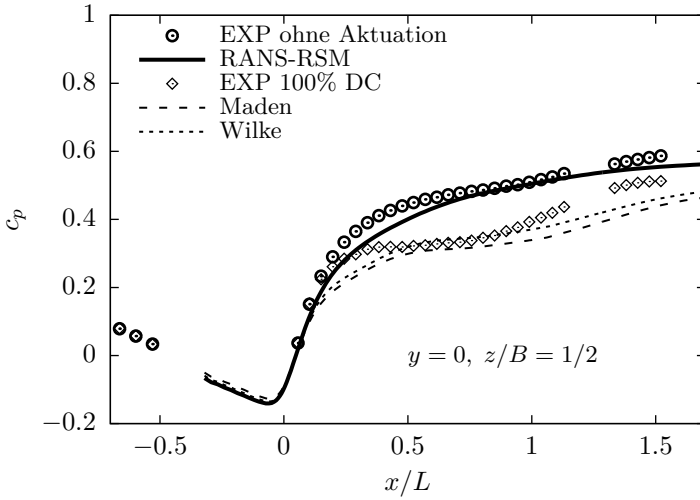


Abbildung 5.7: Druckbeiwert c_p der unbeeinflussten Diffusorströmung und der beeinflussten Strömung (DC = 100%) nach Grundmann *et al.* [55]. Komplementär sind die Ergebnisse der RANS-RSM-Simulationen aufgetragen. Die Volumenkraftverteilung des Aktuators wird über die empirische Modellformulierung nach Maden *et al.* [118] und die fluidmechanische Modellformulierung nach Wilke [179] abgebildet.

der plasmainduzierten Volumenkraft als auch mit der empirischen Modellformulierung erzielt werden (s. Abb. 5.7). In beiden Fällen wird das für die beeinflusste Diffusorströmung charakteristische Druckplateau im Bereich $0.4 \lesssim x/L \lesssim 0.7$ gut wiedergegeben.

Gepulste Aktuation Da es sich bei dem gepulsten Betrieb des Plasma-Aktuators um einen instationären Vorgang handelt, kann nicht wie bisher die stationäre RANS-Methode angewandt werden. Hierzu wird eine quasi instationäre Formulierung der RANS-Methode verwendet.

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_i u_j}) + \frac{1}{\rho} F_i \quad (5.6)$$

Gleichung (5.6) wird üblicherweise in der Literatur als URANS-Methode bezeichnet (von *unsteady* RANS s. Ferziger und Perić [44]). Im Unterschied zur stationären RANS-Methode wird für die Druck-Geschwindigkeits-Kopplung der PISO³-Algorithmus nach Issa *et al.* [69] angewandt. Des Weiteren wird für die zeitliche Integration ein implizites Mehrschrittverfahren zweiter Ordnung, die sogenannte *Three-point backward* Methode, verwendet. Für die Zeitschrittweite wird $\Delta t = 4 \times 10^{-5}$ s festgelegt, um zu gewährleisten, dass die Bedingung $CFL < 1$ erfüllt ist (vgl. Abschn. 2.3.2).

In den experimentellen Untersuchungen von Grundmann *et al.* [55] konnte bei einer Pulsbreite von 40% die Druckrückgewinnung innerhalb des Diffusors gesteigert werden. Die numerischen Ergebnisse für die zeitlich gemittelten Verläufe des Druckbeiwertes innerhalb des Diffusors in Abbildung 5.8 zeigen deutlich, dass in beiden Fällen – sowohl mit der fluidmechanischen Modellformulierung als auch mit der empirischen Modellformulierung – keine Steigerung der Druckrückgewinnung erzielt werden konnte. Im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung kommt es für den Fall der gepulsten Aktuation sogar zu einer Druckminderung innerhalb des Diffusors.

Diese Diskrepanz lässt daher vermuten, dass die instationären Effekte der Aktuation bei einer Pulsbreite von 40% nicht mit der konventionellen URANS-Methode erfasst werden können.

Die Ergebnisse der (U)RANS-RSM-Simulation für den asymmetrischen dreidimensionalen Diffusor lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Für die Simulation der unbeeinflussten Strömung wird der experimentell ermittelte Verlauf des Druckbeiwertes innerhalb des Diffusors gut wiedergegeben
- Der experimentell gefundene Verlauf des Druckbeiwertes für die manipulierte Diffusorströmung mit kontinuierlicher Aktuation konnte sowohl mit der fluidmechanischen Modellformulierung als auch mit der empirischen Modellformulierung des Plasma-Aktuators qualitativ gut abgebildet werden. In beiden Fällen kommt es zu einer Reduzierung des Druckrückgewinns innerhalb des Diffusors.
- Bei gepulster Aktuation zeigt die experimentelle Untersuchung eine Erhöhung des Druckrückgewinns innerhalb des Diffusors. Dieses Ergebnis konnte mit beiden Aktuatormodellen in Verbindung mit einer konventionellen URANS-RSM Methode nicht erzielt werden.

³Pressure Implicit with Splitting of Operator

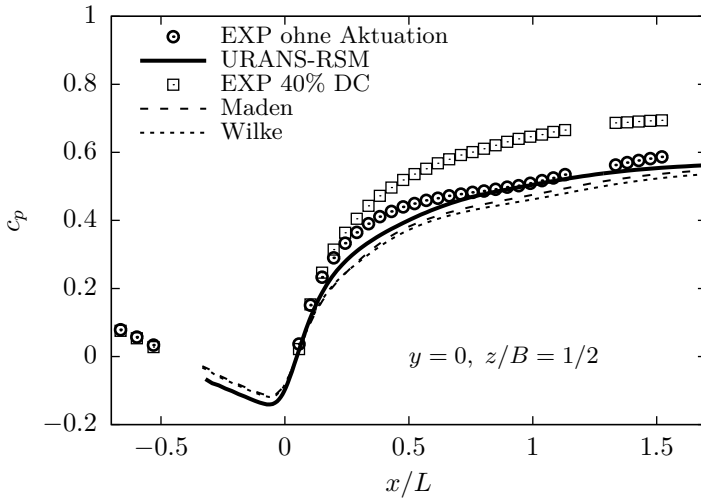


Abbildung 5.8: Druckbeiwert c_p der unbeeinflussten und der beeinflussten Diffusorströmung (DC = 40%) nach Grundmann *et al.* [55]. Komplementär ist der zeitlich gemittelte Druckbeiwert der konventionellen URANS-RSM-Simulationen aufgetragen. Die Volumenkraftverteilung des Aktuators wird über die empirische Modellformulierung nach Maden *et al.* [118] und die fluidmechanische Modellformulierung nach Wilke [179] abgebildet.

5.3 Ergebnisse der wirbelauflösenden URANS-RSM-Methode

Im Folgenden wird die in Abschnitt 2.2.4 vorgestellte wirbelauflösende URANS-RSM Methode (IS-RSM) verwendet, um die instationären Wirbelstrukturen, hervorgerufen durch den gepulsten Aktuator-Betrieb, in der Diffusorströmung aufzulösen. Ziel dabei ist die Druckrückgewinnung auch in der numerischen Untersuchung zu zeigen, um so einen Einblick in die Strömungstopologie der manipulierten Diffusorströmung zu gewinnen. Die experimentelle Untersuchung von Grundmann *et al.* [55] liefert nur Informationen über den Verlauf des Druckbeiwertes im Diffusor, jedoch keine Informationen über die Strömungstopologie. Es konnten lediglich an zwei Positionen Geschwindigkeitsinformationen bereitgestellt werden – jeweils am Diffusoreintritt und im Auslasskanal.

5.3.1 Numerisches Setup

Für die räumliche Erfassung der für die Strömungsvorgänge essentiellen Wirbelstrukturen wird im Vergleich zur konventionellen URANS-Methode ein feineres numerisches Gitter gewählt. Es besteht insgesamt aus 4.56×10^6 Knotenpunkten. Der Querschnitt des Diffusors ist unterteilt in 76×134 Gitterpunkten. Die Gesamtanzahl von Gitterpunkten in Längsrichtung beträgt 448 Zellen, mit 134 Zellen im Einlasskanal, 157 Zellen im Diffusor und 157 Zellen im Auslasskanal. Die wandnahe Gitterauflösung, ausgedrückt in dimensionslosen Wandeinheiten Δi^+ wird entlang der unteren Kanalwand in der Mitte der Kanalbreite $z/B = 0.5$ bestimmt und ist in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Hierbei beziehen sich die hohen Δi^+ -Werte auf den

$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	Δx^+	Δy^+	Δz^+
$54h \times 1h \times 3.33h$	$448 \times 76 \times 134$	$40 - 24$	$0.3 - 0.25$	$25 - 8$

Tabelle 5.4: Charakteristische Größen der IS-RSM-Simulation. Die wandnahe Gitterauflösung Δi^+ wird entlang der unteren Kanalwand in der Mitte der Kanalbreite $z/B = 0.5$ angegeben.

Einlasskanal und die niedrigen Werte auf den Auslasskanal. Der Maximalwert des dimensionslosen Wandabstands y^+ im gesamten Diffusor beträgt $y_{\max}^+ \approx 0.5$. Die Konfiguration für die wirbelauflösende URANS-Methode ist entsprechend der Ergebnisse aus den Untersuchungen im Rahmen des *ATTAC A Seventh Framework Project* [1] gewählt worden. Auf die Notwendigkeit und Berechtigung einer solch hohen Gitteranzahl für die numerische Berechnung der Diffusorströmung wird an dieser Stelle nicht näher eingegangen. Verwiesen sei hier auf die Arbeit von Maden *et al.* [121].

Aus Stabilitätsgründen muss die Zeitschrittweite auf den Wert $\Delta t = 1 \times 10^{-5}$ limitiert werden, um eine maximale CFL-Zahl kleiner eins zu gewährleisten (vgl. Abschn. 2.3.2). Zur Ausbildung der Diffusorströmung werden 30 Strömungsdurchläufe angenommen. Die statistischen Mittelwerte der turbulenten Strömungsgrößen umfassen weitere 30 Strömungsdurchläufe und entsprechen, bei der hier vorgegebenen Zeitschrittweite, in etwa 216×10^3 Zeitpunkte. Die Einlassebenen am Einlasskanal werden über einen Turbulenzgenerator nach Baba-Ahmadi und Tabor [4] bestimmt. Die Methode ist in der Lage am Einlass reale Turbulenz zu erzeugen, d. h. dem modellierten Beitrag zur Turbulenz noch einen mit passenden Strukturen und Korrelationen aufgelösten Anteil hinzuzufügen. Die Länge des

periodischen Gebiets, in dem das voll entwickelte fluktuierende Feld generiert wird, beträgt $4h$. Der Einlasskanal wird hierfür, abweichend zur konventionellen URANS-Methode, entsprechend von $5h$ auf $9h$ verlängert. Für den Druck am Kanalauslass wird atmosphärischer Druck vorgegeben und für alle anderen abhängigen Strömungsgrößen die Null-Gradienten Bedingung gefordert. Die Druck-Geschwindigkeitskopplung erfolgt über den PISO-Algorithmus. Für die Approximation der konvektiven Flüsse wird die Flux-Blending Methode angewandt (vgl. Abschn. 2.3.1). Hierbei wird der Gewichtungssparameter β so gewählt, dass die Näherungslösung zu 98% aus einer Methode zweiter Ordnung berechnet wird und nur zu 2% aus einer Methode erster Ordnung. Die diffusiven Flüsse werden über eine lineare Approximation zweiter Ordnung bestimmt. Die Transportgleichungen der turbulenten Größen werden über ein Verfahren erster Ordnung diskretisiert. Die zeitliche Integration erfolgt über ein implizites Mehrschrittverfahren zweiter Ordnung.

5.3.2 Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisse und Diskussionen der Diffusorströmung werden in folgende zwei Abschnitte unterteilt, die der unbeeinflussten Strömung und die der beeinflussten Strömung. Die numerischen Ergebnisse der unbeeinflussten Strömung werden den experimentellen Ergebnissen von Cherry *et al.* [19, 20] und den DNS-Daten von Ohlsson *et al.* [136] gegenübergestellt, während die der beeinflussten Strömung den experimentellen Ergebnissen von Grundmann *et al.* [55] gegenübergestellt werden.

Unbeeinflusste Diffusorströmung In Abbildung 5.9 ist das momentane Geschwindigkeitsfeld in Hauptströmungsrichtung aufgetragen. Dargestellt ist die Strömung im Mittelschnitt der $x - z$ Ebene ($z/B = 0.5$) sowie an ausgewählten $y - z$ Querschnittsebenen und bietet somit einen Gesamtindruck der Diffusorströmung. Hierbei ist zu erkennen, dass sich die Strömung im Einlasskanal bereits in einem Struktur auflösenden Modus befindet. Die Fähigkeit der wirbelauflösenden URANS-Methode für das äußerst stabile Strömungsverhalten im Einlasskanal, kohärente Turbulenzstrukturen zu generieren, ist offensichtlich. Die Diffusorströmung macht sich durch verschiedenartige Strukturen der asymmetrischen Scherschichten mit mehrmals wiederholt abgelösten und angelegten Strömungsbereichen bemerkbar.

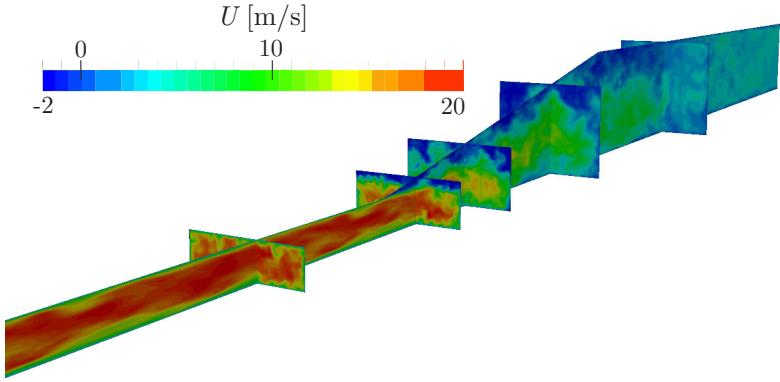


Abbildung 5.9: Aufgetragen ist das Konturdiagramm der momentanen Axialgeschwindigkeit der $x - y$ Tangentialebene in der Mitte der Kanalbreite $z/B = 0.5$. Zusätzlich sind die Konturdiagramme der $y - z$ Querschnittsebene an ausgewählten Positionen dargestellt. Abgebildet ist das Strömungsbild der unbeeinflussten Strömung (ohne Aktuation) der IS-RSM-Simulation.

Abbildung 5.10 zeigt das Vektorfeld der zeitlich gemittelten Sekundärströmungsgeschwindigkeiten $U_s = \sqrt{V^2 + W^2}$ im Kanalquerschnitt an der Stelle $x/h = -2$ und die dazugehörigen Isoflächen der in Hauptströmungsrichtung wirkenden Reynolds-Spannungs-Komponente. Das für durchströmte Kanäle von rechteckigem Querschnitt typische Muster der Sekundärströmungen ist deutlich zu erkennen. Diese werden durch die Anisotropie der turbulenten Spannungen hervorgerufen und sind durch Querströmungen in den Kanalecken gekennzeichnet (vgl. Johnston [78] Abschn. 3.1.2). Der Betrag der Querströmungen entspricht in etwa 1 bis 2 % von der U_0 Geschwindigkeit. Ungeachtet dessen ist der Einfluss der Sekundärströmung auf die Strömungstopologie innerhalb des Diffusors signifikant. Dies geht aus den Ergebnissen der DNS Untersuchungen von Malm *et al.* [124] hervor, die eine lange Beständigkeit dieser asymmetrischen Wirbelstrukturen auch innerhalb des Diffusors feststellen konnten.

Strömungsmechanisch von Bedeutung ist für die Diffusorströmung auch die Entwicklung der Strömungsgrößen in der Nähe der expandierenden Seitenwand. In Abbildung 5.11 sind die Profile der normierten mittleren Axialgeschwindigkeit U/U_0 und der Turbulenzintensität u'/U_0 für die Vertikalebene an der Stelle $z/B = 0.875$ dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass

5 Aktive Strömungsbeeinflussung am asymmetrischen 3D Diffusor

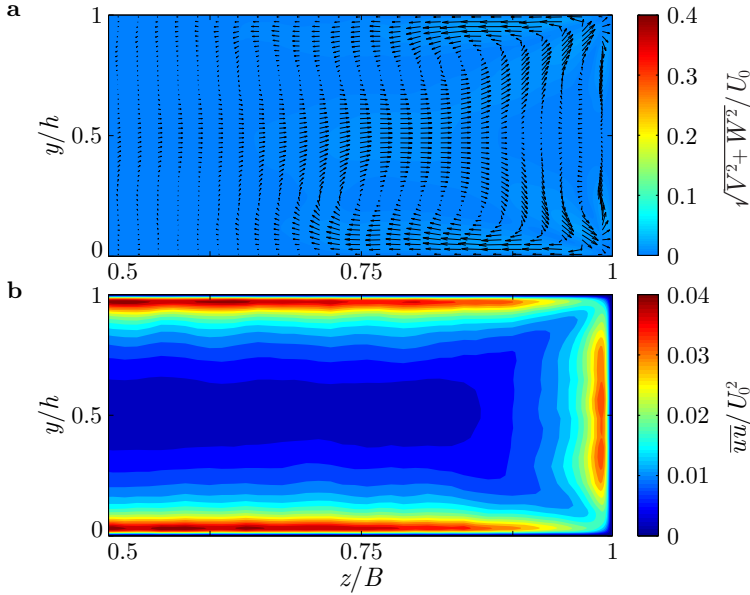


Abbildung 5.10: Dargestellt sind die normierten Isoflächen der unbeeinflussten Strömung (ohne Aktuierung). a) zeigt das Strömungsfeld farbkodiert mit dem Betrag aus der Quer- und Vertikalgeschwindigkeit $\sqrt{V^2 + W^2}$, sowie den zugehörigen Sekundärgeschwindigkeitsvektoren. b) die in Hauptströmungsrichtung wirkende Reynolds-Spannungs-Komponente. Abgebildet ist das Ergebnis der IS-RSM-Simulation jeweils für eine Hälfte des Kanalquerschnitts im Einlasskanal an der Stelle $x/h = -2$.

sich der positive Druckgradient, hervorgerufen durch die Expansion der oberen und seitlichen Diffusorwand, durch die Verzögerung der mittleren Axialgeschwindigkeit in einem asymmetrischen Verlauf der Geschwindigkeitsprofile widerspiegelt. Infolgedessen kommt es zu einer Verschiebung des Bereichs der maximalen Geschwindigkeit, sowohl in Richtung der unteren Diffusorwand als auch in Richtung der geradlinig verlaufenden Seitenwand (s. zusätzlich Abb. 5.12), wohingegen im Auslasskanal ($x/h = 18.5$) die Geschwindigkeitsprofile eine deutliche Abflachung mit nahezu gleichmäßiger Form aufweisen. Die vorliegenden numerischen Ergebnisse zeigen dabei eine akzeptable Übereinstimmung mit den Referenzdaten auf. Die Geschwindigkeitsprofile, die entlang der oberen expandierenden Kanalwand ein Rückströmgebiet aufweisen, stimmen gut mit den DNS-Daten überein.

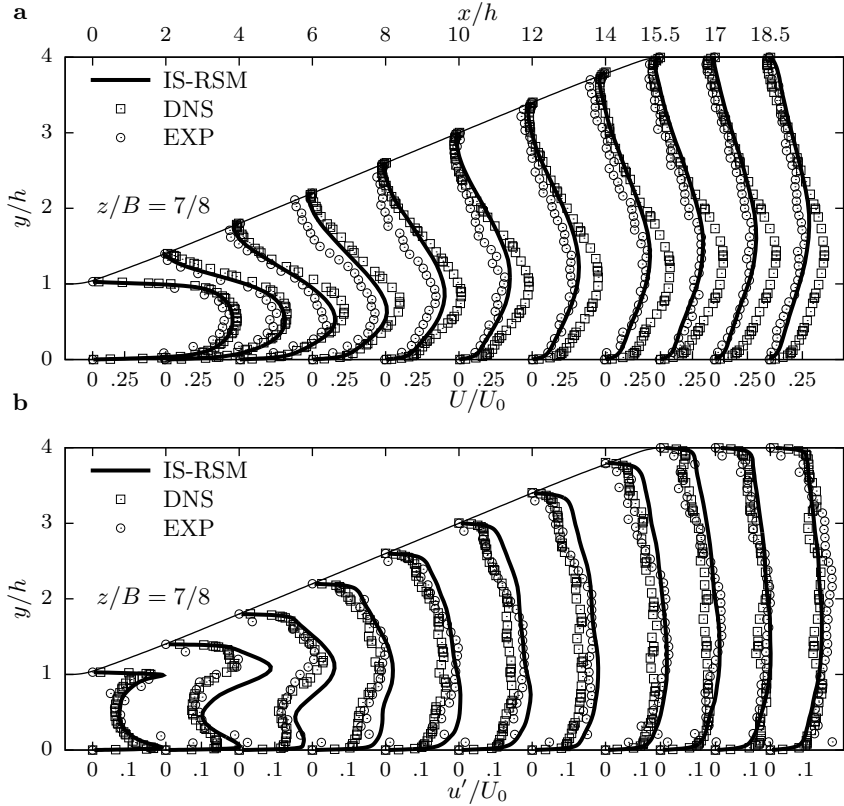


Abbildung 5.11: Das sich über die Lauflänge des Diffusors entwickelnde Profil a) der normierten Axialgeschwindigkeit und b) der Turbulenzintensität u'/U_0 . Aufgetragen sind die Profile jeweils an ausgewählten Positionen der $x-y$ Tangentialebene in der Nähe der expandierenden Seitenwand für die Stelle $z/B = 0.875$. Zusätzlich zu den Ergebnissen der IS-RSM-Simulation sind die experimentellen Ergebnisse von Cherry *et al.* [19] und die DNS Daten von Ohlsson *et al.* [136] aufgetragen.

Diese wiederum zeigen leichte Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen auf. Auf der anderen Seite zeigen die numerischen Geschwindigkeitsprofile eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen im Kern der Strömung, in der eine große Abweichung der Referenzdaten zueinander festzustellen ist.

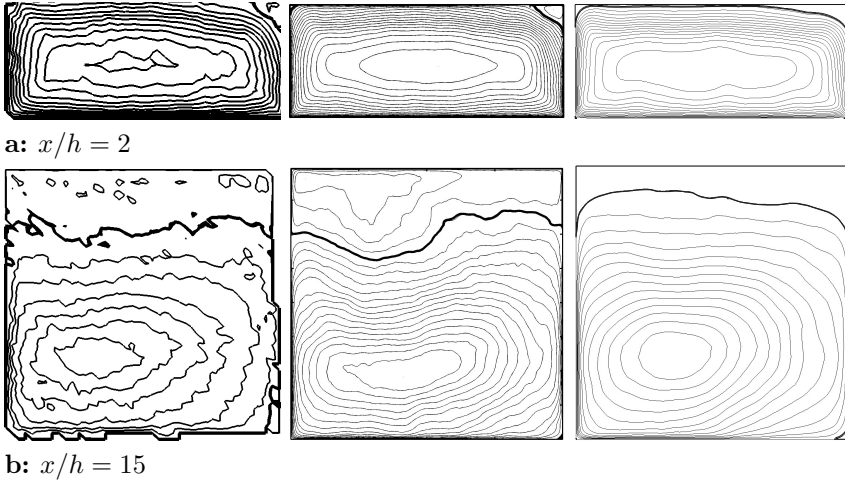


Abbildung 5.12: Isolinien der zeitlich gemittelten Axialgeschwindigkeit in der $y - z$ Querschnittsebene im Diffusor für die Stellen $x/h = 2$ (a) und $x/h = 15$ (b). Experimentelles Ergebnis nach Cherry *et al.* [19] (links), DNS Daten von Ohlsson *et al.* [136] (Mitte) und IS-RSM-Simulation (rechts). Die Isolinie, die einen Nullwert der mittleren Axialgeschwindigkeit im Ablösegebiet repräsentiert, ist mit einer schwarzen dicken Linie markiert. Die expandierende Seitenwand befindet sich auf der rechten Seite.

Das Profil der Turbulenzintensität u'/U_0 ist im Diffusoreintritt durch seine wandnahen Maxima gekennzeichnet. Diese haben ihren Ursprung im Einlasskanal und nehmen mit zunehmender Lauflänge ab, bis sie am Diffusoraustritt nahezu eine gleichmäßige, flache Gestalt über die gesamte Höhe annehmen. Im Vergleich zu den Referenzdaten kommt es an der Stelle $x/h = 2$ an der oberen Kanalwand im äußeren Bereich der Grenzschicht zu einer deutlichen Überschreitung der Turbulenzintensität. Zusätzlich verschiebt sich das Maximum in Richtung der unteren Diffusorwand. Beides zusammen deutet auf eine stärkere Grenzschichtaufdickung in der oberen rechten Ecke des Diffusors und führt dementsprechend zu einer größeren Ablöseigung der numerischen Diffusorströmung an dieser Stelle.

Abbildung 5.12 zeigt das mittlere Geschwindigkeitsfeld in Hauptströmungsrichtung in der $y - z$ Querschnittsebene an zwei ausgewählten Positionen. Die Position $x/h = 2$ charakterisiert den Beginn der Eckablösung, wohingegen die Position $x/h = 15$ den Bereich der vollständig abgelösten

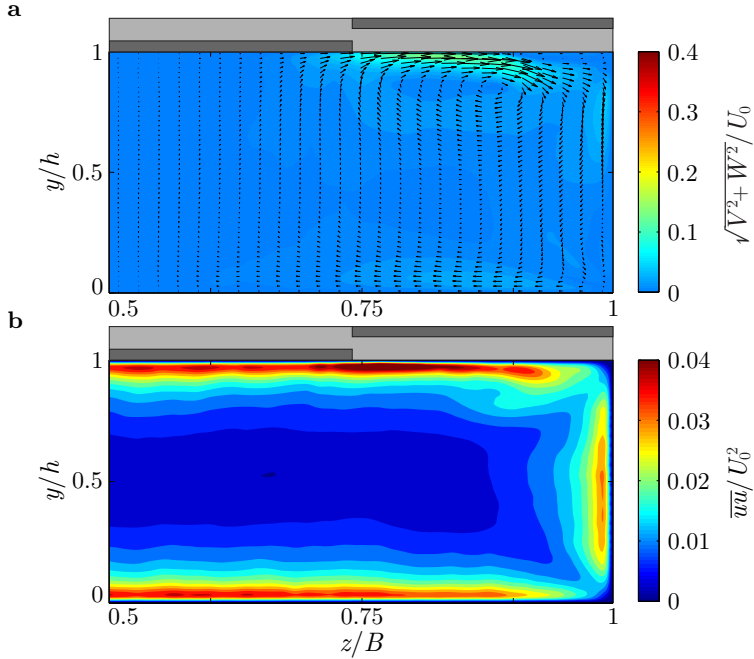


Abbildung 5.13: Dargestellt sind die normierten Isoflächen der beeinflussten Strömung (DC = 40%). a) zeigt das Strömungsfeld farbkodiert mit dem Betrag aus der Quer- und Vertikalgeschwindigkeit $\sqrt{V^2 + W^2}$ sowie den zugehörigen Sekundärgeschwindigkeitsvektoren. b) die in Hauptströmungsrichtung wirkende Reynolds-Spannungs-Komponente. Abgebildet ist das Ergebnis der IS-RSM-Simulation jeweils für eine Hälfte des Kanalquerschnitts im Einlasskanal an der Stelle $x/h = -2$.

Strömung kennzeichnet. Die relativ schwache Ablösung beginnt zwischen den beiden expandierenden Diffusorwänden liegenden rechten oberen Ecke und ist im Fall der IS-RSM-Simulation deutlich größer ausgeprägt. Mit zunehmender Lauflänge kommt es zu einer sukzessiven Vergrößerung des Ablösegebiets, bis sich schließlich die Grenzschicht entlang der oberen Diffusorwand vollständig ablöst ($x/h \approx 12 - 15$). Es kommt zu einem Wiederaufbau der Strömung im Auslasskanal an der Stelle $x/h \approx 18 - 20$. Der Flächenanteil des Rückströmgebiets in der $y-z$ Querschnittsebene erreicht sein Maximum von bis zu 20 – 22% innerhalb des Diffusors an der Stelle $x/h \approx 12 - 15$ (s. Cherry *et al.* [19] und Ohlsson *et al.* [136]). Diese Art

von wandgebundener Strömung mit entsprechend dünner Rezirkulationszone stellt, nicht nur für die statistischen RANS-Methoden, sondern auch für die wirbelauflösenden LES basierenden Methoden, eine große Herausforderung im Bereich der Turbulenzmodellierung dar (vgl. Jakirlić *et al.* [73, 74], Schneider *et al.* [156], Abe und Ohtsuka [2], Jeyapaul [77] und Schmidt und Breuer [155]).

Manipulierte Strömung Im Folgenden wird mit Hilfe der wirbelauflösenden URANS-Methode der Einfluss des Plasma-Aktuators auf die Diffusorströmung näher betrachtet. Es soll sowohl die Wirkungsweise des Plasma-Aktuators auf die Diffusorströmung untersucht werden als auch ein erster Einblick in die manipulierte Diffusorströmung gewonnen werden. In den Abbildungen 5.13a und 5.14a ist das Verhalten der manipulierten Sekundärströmung im Einlasskanal an der Stelle $x/h = -2$ für die gepulste, respektive kontinuierliche Aktuation dargestellt. Der Wirkungsbereich der in Längsrichtung ausgerichteten Plasma-Aktuator-Konfiguration ($-5 < x/h < -1$) erstreckt sich dabei über einen Fläche von $0.8 \lesssim y/h < 1$ und $0.74 \lesssim z/B \lesssim 0.89$ in der $y - z$ Querschnittsebene. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich der Wandstrahl in Richtung der oberen Kanalecke ausbildet und somit der ursprünglichen Richtung der Sekundärströmung entgegen wirkt (vgl. Abb. 5.10a). Dieser im Uhrzeigersinn rotierender Wirbel umschließt fast die Hälfte des Kanalquerschnitts, während ein ziemlich schwach ausgebildeter Eckwirbel in der unteren Kanalhälfte nach wie vor die Orientierung der unbeeinflussten Strömung aufweist. Der Impulseintrag des Aktuators verändert nicht nur das Wirbelmuster der Sekundärströmung im Einlasskanal, sondern auch dessen Betrag. Im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung⁴ ist eine deutliche Erhöhung der Sekundärgeschwindigkeit im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators festzustellen. Im zeitlichen Mittel ist diese für die kontinuierliche Aktuation (DC = 100%) folglich mehr als doppelt so groß wie für die gepulste Aktuation (DC = 40%) und bis zu dem zwanzigfachen der Diffusorströmung ohne Aktuation.

In Abhängigkeit der Betriebsweise des Plasma-Aktuators – gepulst respektive kontinuierlich – kommt es im unmittelbaren Wirkungsbereich des Plasmas aufgrund der manipulierten Einlassbedingungen der Sekundärströmung zu einer Erhöhung respektive Reduktion der in Hauptströmungsrichtung wirkenden Reynolds-Spannungs-Komponente \overline{uu} (s. Abb. 5.13b und 5.14b). Die gepulste Aktuation generiert einen oszillierenden Wand-

⁴Zum besseren Vergleich wurden die Geschwindigkeitsvektoren der unbeeinflussten Strömung in Abbildung 5.10a mit dem Faktor 15 multipliziert.

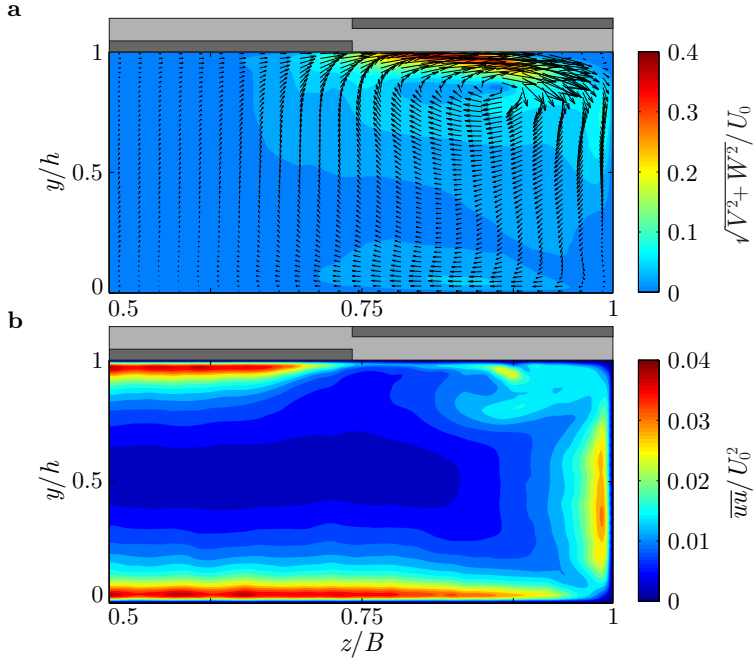


Abbildung 5.14: Dargestellt sind die normierten Isoflächen der beeinflussten Strömung (DC = 100%). a) zeigt das Strömungsfeld farbkodiert mit dem Betrag aus der Quer- und Vertikalgeschwindigkeit $\sqrt{V^2 + W^2}$ sowie den zugehörigen Sekundärgeschwindigkeitsvektoren. b) die in Hauptströmungsrichtung wirkende Reynolds-Spannungs-Komponente. Abgebildet ist das Ergebnis der IS-RSM-Simulation jeweils für eine Hälfte des Kanalquerschnitts im Einlasskanal an der Stelle $x/h = -2$.

strahl in Richtung der oberen Kanalecken. Hierdurch kommt es zu einer leichten Erhöhung von \overline{uu} im unmittelbaren Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators und ist auch noch außerhalb des Wirkungsbereichs ($z/B \geq 0.89$) festzustellen. Demgegenüber entsteht bei der kontinuierlichen Aktuierung eine recht hohe transversale Geschwindigkeit, die betragsmäßig in etwa einem Drittel der maximalen Axialgeschwindigkeit im Einlasskanal entspricht. Die starke Beschleunigung der Querströmung verursacht eine deutliche Unterdrückung von \overline{uu} im Wirkungsbereich des Aktuators. Außerhalb des Wirkungsbereichs kommt es lokal wieder zu einem Anstieg von \overline{uu} ($z/B \approx 0.87 - 0.9$), jedoch breitet sich insgesamt in der oberen Ecke

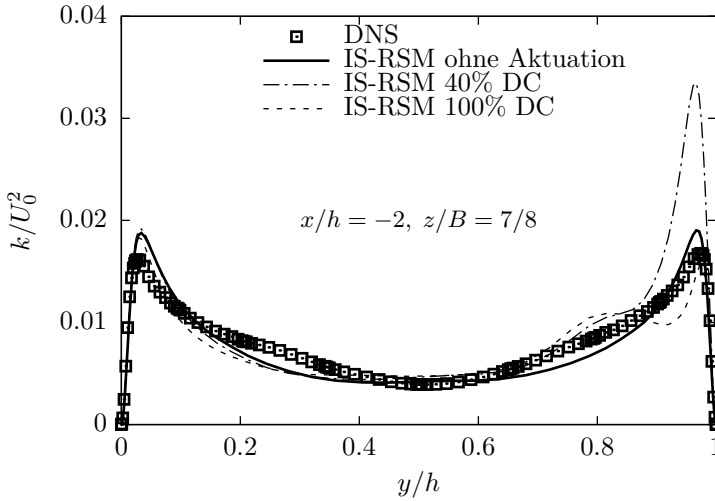


Abbildung 5.15: Normierte Profile der turbulenten kinetischen Energie entlang der Vertikallinie ($z/B = 0.875$) an der Stelle $x/h = -2$ im Einlasskanal. Der Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators endet bei etwa $z/B \approx 0.9$ in lateraler respektive $y/h \approx 0.9$ in vertikaler Richtung. Zusätzlich sind die DNS-Daten der unbeeinflussten Strömung von Ohlsson *et al.* [136] mit abgebildet.

ein Gebiet mit niedrigen Werten für \overline{uu} aus. Dieses Verhalten ist auch für die turbulente kinetische Energie k in Abbildung 5.15 festzustellen. Dargestellt sind die Vertikalprofile im Einlasskanal ($x/h = -2$) am äußeren Rand des Plasma-Aktuator-Wirkungsbereichs ($z/B = 0.875$). Im Gegensatz zur unbeeinflussten Strömung weist die Diffusorströmung bei gepulster Aktuation einen deutlich höheren Wert für die turbulente kinetische Energie im Bereich der oberen Kanalwand auf. Die beeinflusste Strömung (DC = 100%) zeigt hingegen eine leichte Verminderung der turbulenten kinetischen Energie in diesem Bereich auf. Zusätzlich sind die DNS-Daten der unbeeinflussten Strömung von Ohlsson *et al.* [136] mit aufgetragen. Hier weist das Profil der IS-RSM-Simulation eine gute Übereinstimmung mit den DNS-Daten auf. Lediglich eine leichte Überschätzung im Bereich der Kanalwände ist festzustellen. In Abbildung 5.16 sind die korrespondierenden normierten Profile der in Hauptströmungsrichtung wirkenden Reynolds-Spannungs-Komponente \overline{uu} und der zur Hauptströmungsrichtung lateral

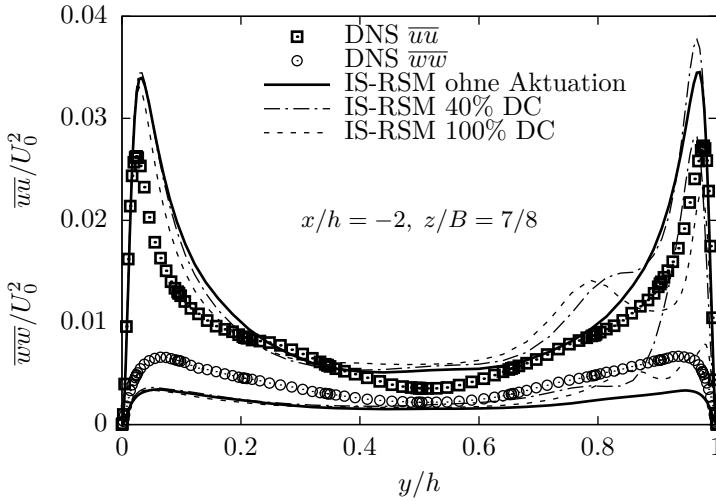


Abbildung 5.16: Normierte Profile der in Hauptströmungsrichtung und quer zur Hauptströmungsrichtung wirkenden Reynolds-Spannungskomponente entlang der Vertikallinie ($z/B = 0.875$) an der Stelle $x/h = -2$ im Einlasskanal. Aufgetragen sind die Profile für alle drei Diffusor-Konfigurationen. Der Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators endet bei etwa $z/B \approx 0.9$ in lateraler respektive $y/h \approx 0.9$ in vertikaler Richtung. Zusätzlich sind die DNS-Daten der unbeeinflussten Strömung von Ohlsson *et al.* [136] mit abgebildet.

gerichteten Reynolds-Spannungs-Komponente \overline{ww} aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass im Fall der gepulsten Aktuation die Erhöhung des Turbulenzniveaus in k durch die zur Hauptströmungsrichtung lateral gerichtete Reynolds-Spannungs-Komponente \overline{ww} hervorgerufen wird.

Die Auswirkung der manipulierten Sekundärströmungen im Einlasskanal ($x/h = -2$) auf die Anströmbedingung am Diffusoreintritt ($x/h = 0$) wird im Folgenden untersucht. Hierbei werden die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen den experimentellen Ergebnissen von Grundmann *et al.* [55] gegenübergestellt. Abbildung 5.17 zeigt für die unbeeinflusste Strömung die Isoflächen der mittleren Axialgeschwindigkeit am Diffusoreintritt. In Abbildung 5.17a ist das experimentelle Ergebnis dargestellt und in Abbildung 5.17b das Ergebnis der IS-RSM-Simulation. Eine qualitative gute Übereinstimmung der Ergebnisse ist dabei zu erkennen. In den Abbil-

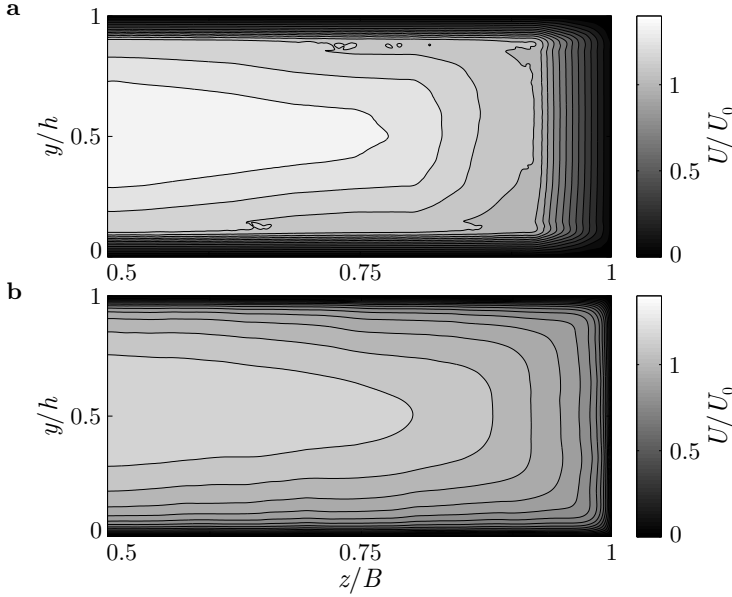


Abbildung 5.17: Dargestellt sind die normierten Isoflächen der unbeeinflussten Strömung (ohne Aktuierung). a) zeigt das experimentell gewonnene Strömungsfeld nach Grundmann *et al.* [55], b) das der IS-RSM-Simulation. Abgebildet ist die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung jeweils für eine Hälfte des Kanalquerschnitts am Diffusoreintritt $x/L = 0$.

dung 5.18 und 5.19 sind die Isoflächen der mittleren Axialgeschwindigkeit für die kontinuierliche respektive gepulste Aktuierung am Diffusoreintritt aufgeführt. Die Strömungsbilder weisen im aktuierten Fall eine deutliche Veränderung der Querschnittsprofile im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung auf (vgl. Abb. 5.17). Durch den lateral zur Hauptströmung induzierten Wandstrahl im Einlasskanal hat sich ein speziell nach oben gehender Verlauf für den Bereich maximaler Geschwindigkeit am Diffusoreintritt eingestellt. Dieser charakteristische Verlauf fällt insbesondere für die Strömung bei kontinuierlicher Aktuierung deutlich ausgeprägter aus. Die Ergebnisse der IS-RSM-Simulation zeigen eine qualitativ gute und quantitativ angemessene Übereinstimmung mit den Experimenten. Der charakteristische Verlauf der Strömung konnte sowohl bei gepulster als auch bei kontinuierlicher Aktuierung mit dem IS-RSM erfasst werden.

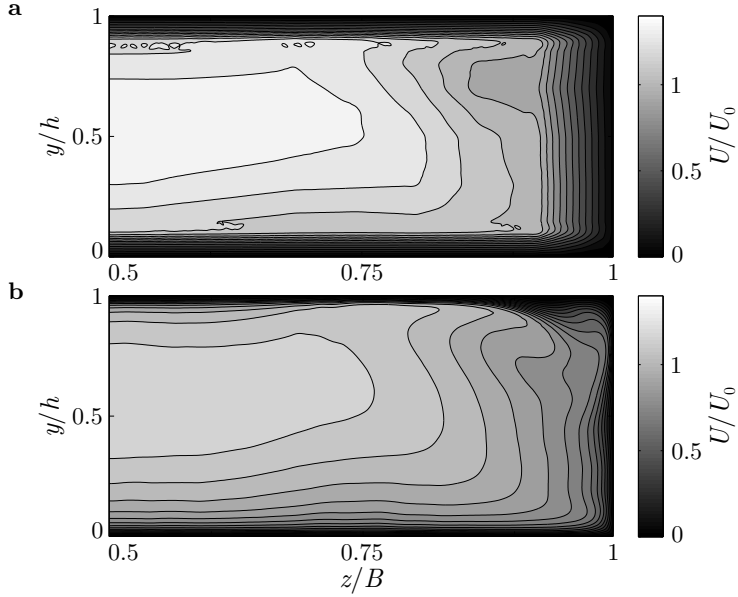


Abbildung 5.18: Dargestellt sind die normierten Isoflächen der beeinflussten Strömung ($DC = 100\%$). a) zeigt das experimentell gewonnene Strömungsfeld nach Grundmann *et al.* [55], b) das der IS-RSM-Simulation. Abgebildet ist die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung jeweils für eine Hälfte des Kanalquerschnitts am Diffusoreintritt $x/L = 0$.

In Abbildung 5.20 ist die Strömungstopologie des Diffusors für alle drei untersuchten Fälle dargestellt und zeigt Isoflächen unterschiedlicher Axialgeschwindigkeiten $U/U_0 = -0.01$ (schwarz) und $U/U_0 = 0.4$ (grau) der IS-RSM-Simulation. Abgebildet sind, von links nach rechts, die Diffusorkonfiguration mit größtem bis niedrigstem Druckrückgewinn. Die Isofläche für die niedrige negative Geschwindigkeit wurde gewählt, um die Größe, Position und Form des Rezirkulationsgebietes darzustellen. Für alle drei Fälle ist zu beobachten, dass das Rezirkulationsgebiet die Hauptströmung an die gegenüberliegende Diffusorwand drückt. Für die beeinflusste Strömung mit gepulster Aktuation in Abbildung 5.20a ist zu erkennen, dass das Rezirkulationsgebiet deutlich kleiner ausgeprägt ist als in den beiden anderen Fällen. Das Rückströmgebiet beginnt am Diffusoreintritt und breitet sich entlang der Kanten der expandierenden Seitenwand über die gesamte Lauflänge des Diffusors aus. Im Gegensatz zur Grundströmung in

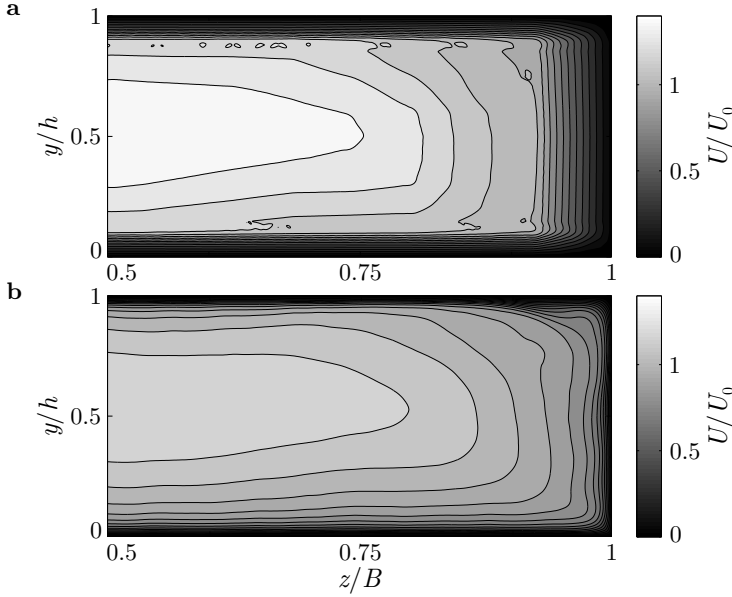


Abbildung 5.19: Dargestellt sind die normierten Isoflächen der beeinflussten Strömung (DC = 40%). a) zeigt das experimentell gewonnene Strömungsfeld nach Grundmann *et al.* [55], b) das der IS-RSM-Simulation. Abgebildet ist die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung jeweils für eine Hälfte des Kanalquerschnitts am Diffusoreintritt $x/L = 0$.

Abbildung 5.20b hat sich bei der beeinflussten Strömung mit gepulster Aktuation das Rückströmgebiet im Bereich der oberen Diffusorwand signifikant verkleinert bzw. verschwindet fast vollständig. Es kommt lediglich zu einer leichten Zunahme des Rückströmgebiets im unteren Bereich der expandierenden Seitenwand. Die beeinflusste Strömung mit kontinuierlicher Aktuation in Abbildung 5.20c weist ein vollständig anderes Bild auf. Das Rückströmgebiet hat sich von der oberen Diffusorwand zur expandierenden Seitenwand verschoben. Außerdem ist zu erkennen, dass der Punkt, in dem das Rückströmgebiet die gesamte Fläche der Diffusorwand einnimmt, sich stromauf in Richtung Diffusoreintritt verschoben hat. Hierdurch kommt es insgesamt zu einem flächenmäßig größeren Rückströmgebiet im Gegensatz zu den beiden anderen Diffusorkonfigurationen.

Das Turbulenzniveau in der Grenzschicht im Einlasskanal (vgl. Abb. 5.15) spielt insofern eine wichtige Rolle, da es quasi

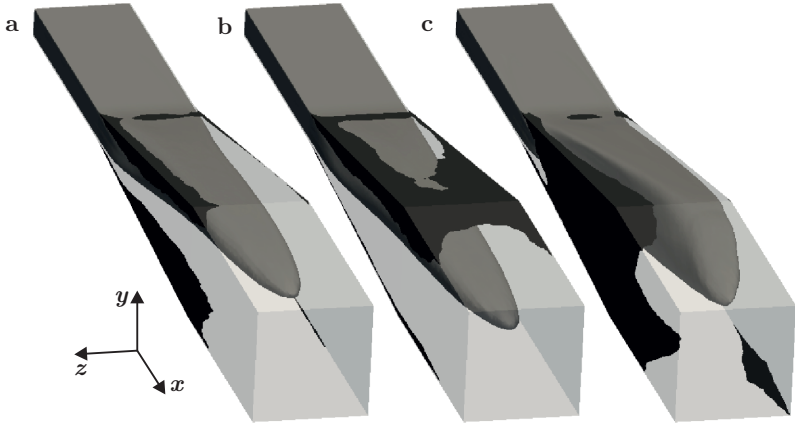


Abbildung 5.20: Normierte Isoflächen der Axialgeschwindigkeit $U/U_0 = -0.01$ (schwarz) und $U/U_0 = 0.4$ (grau) der IS-RSM-Simulation. Diffusorkonfiguration: a) gepulste Aktuation, b) ohne Aktuation, c) kontinuierliche Aktuation.

die Einlassdaten für die Berechnung des „nachfolgenden“ Strömungsgebiets im Diffusor darstellt, von welchem wiederum die Vorgänge in der Scherschicht unmittelbar abhängen. Die Größe und Position der abgelösten Scherschicht innerhalb des Diffusors korreliert stark mit dem Turbulenzniveau, das sich entlang der Grenzschicht im Einlasskanal entwickelt. Ein höheres Turbulenzniveau impliziert einen höheren Impulsaustausch zwischen der Hauptströmung und der abgelösten Scherschicht und konsequenterweise eine Verkürzung bzw. Elimination der Rezirkulationsblase im Diffusor (s. Sayles und Eaton [151]).

In Abbildung 5.21a sind die Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit und in Abbildung 5.21b die Profile der turbulenten kinetischen Energie jeweils für die Tangentialebene $z/B = 0.5$ für alle drei Diffusorkonfigurationen der IS-RSM-Simulation aufgetragen. Es ist klar zu erkennen, dass die beeinflusste Strömung mit gepulster Aktuation im Gegensatz zur unbeeinflussten Strömung deutlich verzögert wird und dabei im Wesentlichen homogene Geschwindigkeitsprofile aufweist, während die unbeeinflusste Strömung stark verzerrte Geschwindigkeitsprofile zeigt. Ein Vergleich der korrespondierenden Profile der turbulenten kinetischen Energie zeigt dabei keine nennenswerten Unterschiede. Die beeinflusste Strömung mit kontinuierlicher Aktuation weist insgesamt fülligere Geschwindigkeitsprofile auf und es

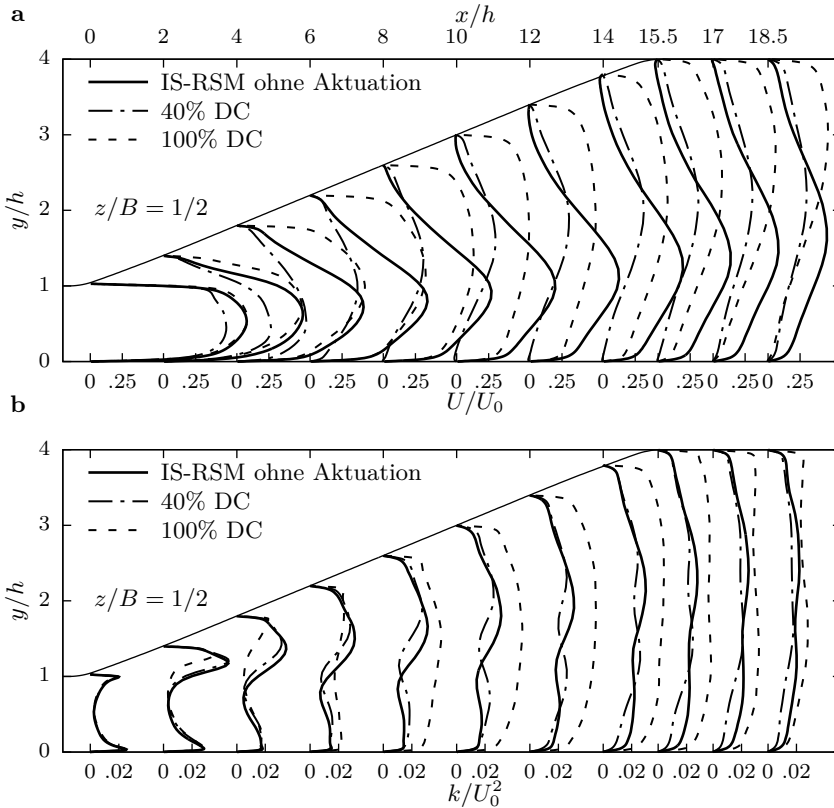


Abbildung 5.21: Profile der normierten Axialgeschwindigkeit für alle drei Diffusorkonfigurationen (a). Zusätzlich sind die normierten Profile der turbulenten kinetischen Energie abgebildet (b). Aufgetragen sind die Profile an ausgewählten Positionen der $x-y$ Tangentialebene für die Stelle $z/B = 0.5$.

stellen sich für den Bereich $0 \leq x/h \leq 6$, im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung, ähnliche Maximalwerte in den Geschwindigkeitsprofilen ein. Im letzten Teil des Diffusors $8 \leq x/h \leq 15$ nehmen diese für die beeinflusste Strömung im Gegensatz zur unbeeinflussten Strömung ab. Erst im Auslasskanal zeigt sich wieder ein ähnliches Niveau. Während sich die Punkte der Maximalwerte in den Profilen der unbeeinflussten Strömung in der unteren Diffusorhälfte befinden, verschieben sich diese in der beeinflussten Strömung in die obere Hälfte der Diffusors. Die korrespondierenden Profile

der turbulenten kinetischen Energie zeigen dabei wesentliche Unterschiede. Die turbulente kinetische Energie nimmt für den Fall der kontinuierlichen Aktuierung an den Stellen $x/h = 2$ und $x/h = 4$ ab, erreicht an der Stelle $x/h = 6$ ein ähnliches Niveau und nimmt ab der Stelle $x/h \geq 8$ im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung deutlich zu.

Abbildung 5.22 zeigt die Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit (a) und die Profile der turbulenten kinetischen Energie (b) für die Tangentialebene $z/B = 0.875$ in der Nähe der seitlich expandierenden Diffusorwand. Für die beeinflusste Strömung mit kontinuierlicher Aktuierung ist eine deutlich niedrigere Axialgeschwindigkeit zu erkennen, die im Bereich $6 \leq x/h \leq 10$ sogar negative Geschwindigkeiten aufweist. Dies geht mit den Profilen der turbulenten kinetischen Energie einher, die für diesen Bereich einen weitaus niedrigeren Wert aufweisen. Eine mögliche Erklärung hierfür liefern die Reynoldsschen Spannungen im Einlasskanal (vgl. Abb. 5.14b). Die niedrigen Werte für die $\overline{u u}$ -Komponente, die im Fall der kontinuierlichen Aktuierung im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators vorherrscht, wird aufgrund des induzierten „lateralen“ Wandstrahls in Richtung der Seitenwand hin transportiert. Mit Beginn der Diffusor-Expansion kann die Strömung in diesem Bereich wegen der niedrigen turbulenten kinetischen Energie dem positiven Druckgradienten nicht mehr entgegenwirken und es kommt zu einer Ablösung der Grenzschicht und der Ausbildung eines Rezirkulationsgebiets entlang der schrägen expandierenden Seitenwand. Demgegenüber weist die beeinflusste Diffusorströmung mit gepulster Aktuierung insgesamt fülligere und ausgeglichene Strömungsprofile auf, die sich wiederum positiv auf die Druckrückgewinnung des Diffusors auswirken.

Zwar existieren innerhalb des Diffusors keine experimentellen Geschwindigkeitsinformationen, um die numerisch gewonnenen Ergebnisse der beeinflussten Strömung zu verifizieren, jedoch kann anhand des Verlaufs des experimentell bestimmten Druckbeiwertes im Diffusor und den Geschwindigkeitsinformationen im Auslasskanal auf die Phänomenologie der Strömungsvorgänge innerhalb des Diffusors rückgeschlossen werden. Abbildung 5.23 zeigt die Isoflächen der experimentell (links) und numerisch (rechts) gewonnenen mittleren Axialgeschwindigkeit über den Querschnitt im Auslasskanal an der Stelle $x/h = 18$. Die Isolinie, die einen Nullwert der mittleren Axialgeschwindigkeit im Ablösegebiet repräsentiert, ist mit einer dicken schwarzen Linie markiert. In Abbildung 5.23a ist die Axialgeschwindigkeit der unbeeinflussten Strömung ohne Aktuierung aufgetragen. Eine ungleichmäßige Verteilung der Strömung, die im Experiment an dieser Stelle gemessen wurde, ist deutlich zu erkennen. Ein großer Be-

5 Aktive Strömungsbeeinflussung am asymmetrischen 3D Diffusor

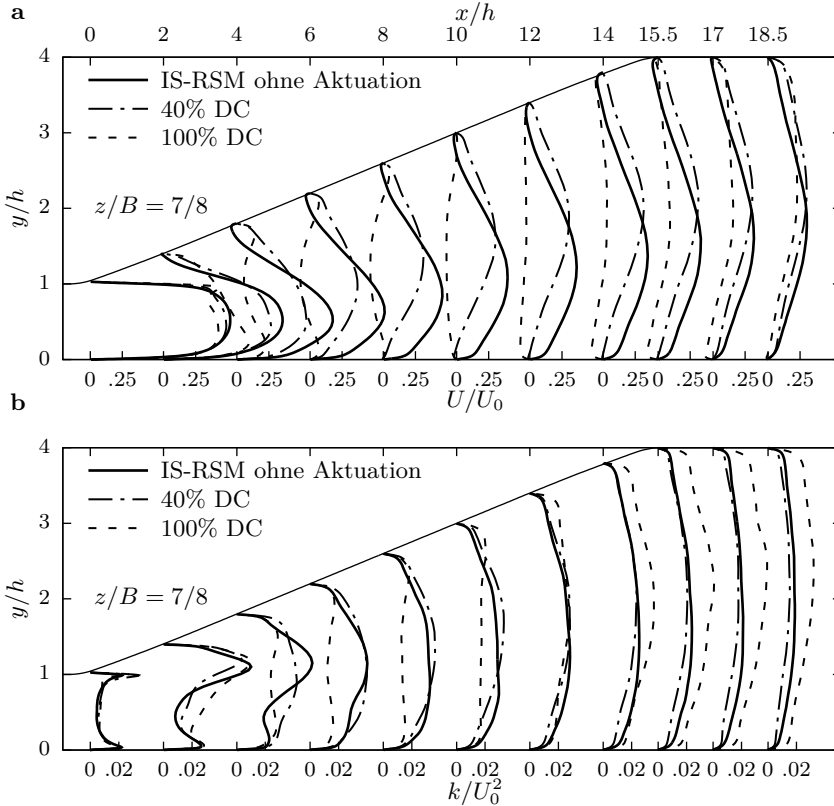


Abbildung 5.22: Profile der normierten Axialgeschwindigkeit für alle drei Diffusorkonfigurationen (a). Zusätzlich sind die normierten Profile der turbulenten kinetischen Energie abgebildet (b). Aufgetragen sind die Profile an ausgewählten Positionen der $x-y$ Tangentialebene für die Stelle $z/B = 0.5$.

reich langsamerer Geschwindigkeit in der oberen Kanalhälfte ist ein Beleg für das Rückströmgebiet innerhalb des Diffusors. Das Strömungsverhalten aus der numerischen Simulation gibt dieses Verhalten gut wieder, wobei das Rückströmgebiet in den oberen Ecken des Auslasskanals im Vergleich zum Experiment deutlicher ausgeprägter ausfällt. Abbildung 5.23b zeigt das manipulierte Strömungsverhalten für den Fall der gepulsten Aktuation. Eine deutlich gleichmäßigere Strömungsverteilung im Gegensatz zur unbeeinflussten Strömung ist zu erkennen. In der oberen Kanalhälfte hat

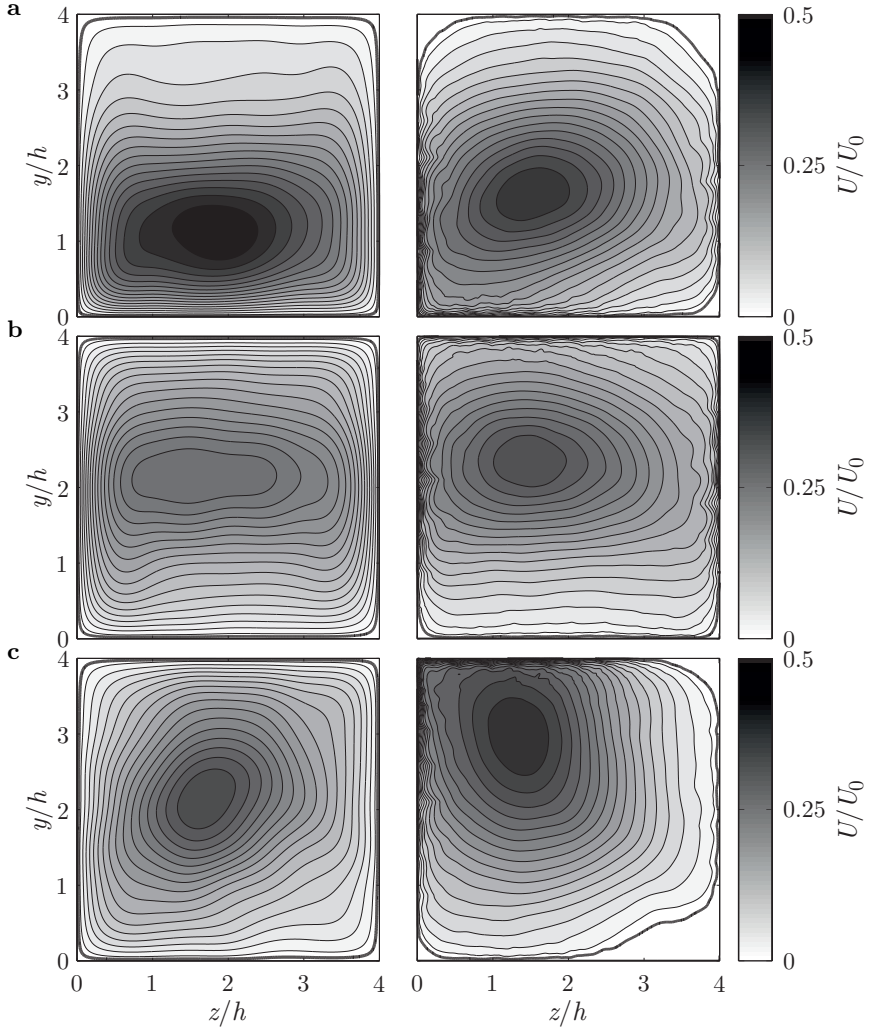


Abbildung 5.23: Isoflächen der normierten Axialgeschwindigkeit im Auslasskanal an der Stelle $x/h = 18$. Abgebildet sind (links) die experimentell gewonnenen Ergebnisse nach Grundmann *et al.* [55] und (rechts) die Ergebnisse der IS-RSM-Simulation für die jeweilige Diffusorkonfiguration: a) ohne Aktuation, b) gepulste Aktuation und c) kontinuierliche Aktuation.

sich die Scherschicht zurückgebildet und in eine über den gesamten Querschnitt ausbreitende, nahezu homogene Strömung entwickelt. Der Bereich der maximalen Geschwindigkeit hat sich abweichend zur unbeeinflussten Strömung in Richtung der oberen Kanalwand ins Zentrum verschoben und in seiner Geschwindigkeit deutlich abgenommen. Hier zeigen die numerischen Ergebnisse eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. In Abbildung 5.23c ist das manipulierte Strömungsverhalten für den Fall der kontinuierlich Aktuierung dargestellt. Die experimentellen Ergebnissen zeigen, dass sich abweichend zur unbeeinflussten Strömung der Bereich der langsamen Geschwindigkeit von der oberen Kanalhälfte zur rechten Kanalhälfte hin verlagert hat. In den numerischen Ergebnissen ist dieser Trend deutlich ausgeprägter festzustellen und macht sich über ein ausgeprägtes Rückströmgebiet in den Kanalecken bemerkbar. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse untereinander zeigt noch einen weiteren wesentlichen Unterschied auf. Das rechteckige Seitenverhältnis am Diffusoreintritt findet sich in seiner Form am quadratischen Auslasskanal, sowohl in der unbeeinflussten Strömung als auch in der beeinflussten Strömung mit gepulster Aktuierung in Bereichen hoher Geschwindigkeit wieder, wohingegen sich für die beeinflusste Strömung mit kontinuierlicher Aktuierung ein schmaler runder Strahl mit relativ hoher Geschwindigkeit im Zentrum des Querschnitts ausbildet und auf eine Änderung der Strömungstopologie innerhalb des Diffusors schließen lässt.

Abbildung 5.24 zeigt die Entwicklung des dimensionslosen Druckbeiwertes c_p entlang der unteren Kanalwand in der Mitte der Kanalbreite $z/B = 0.5$. Für alle drei Konfigurationen ist der charakteristische Verlauf des Druckbeiwertes im Einlasskanal festzustellen ($x/L < 0$). Mit Beginn der Diffusor-Expansion weisen alle Konfigurationen einen steilen Anstieg des Druckbeiwertes auf. Die Niveauänderung der Druckrückgewinnung ist stark abhängig von der Betriebsweise des Plasma-Aktuators. Eine Erhöhung der Druckrückgewinnung für den Fall der gepulsten Aktuierung ist im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung zu erkennen, wohingegen es zu einer Verminderung der Druckrückgewinnung für den Fall der kontinuierlichen Aktuierung kommt. Am Verlauf des Druckbeiwertes ist zu erkennen, wie sich im Fall der kontinuierlichen Aktuierung ein charakteristisches Druckplateau im Bereich $0.4 \lesssim x/L \lesssim 0.7$ ausbildet. Dieses Druckplateau impliziert in diesem Bereich einen Nullwert des Druckgradienten in Strömungsrichtung und weist zusätzlich auf eine Änderung der Strömungstopologie innerhalb des Diffusors hin.

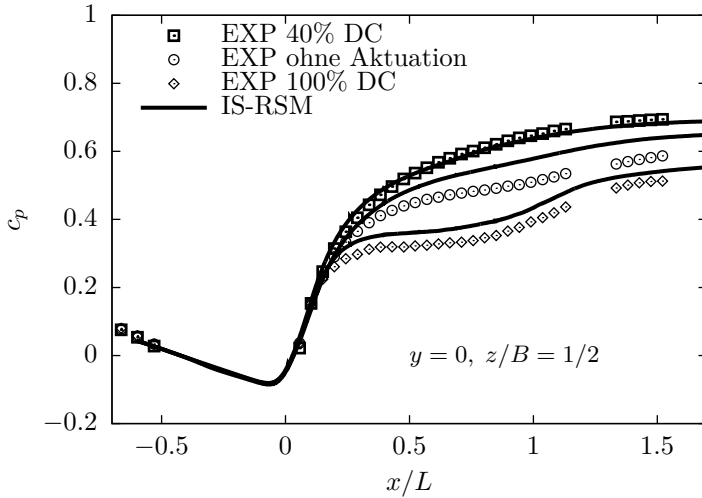


Abbildung 5.24: Druckbeiwert c_p für alle drei Diffusorkonfigurationen nach Grundmann *et al.* [55]. Komplementär sind die Ergebnisse der IS-RSM-Simulationen aufgetragen.

Für den Fall der gepulsten Aktuation gibt die IS-RSM-Simulation sowohl einen qualitativ als auch quantitativ sehr guten Verlauf des Druckbeiwertes wieder. Für den Fall der kontinuierlichen Aktuation ist lediglich eine leichte Überschätzung des Druckbeiwertes im Vergleich zu den experimentellen Daten festzustellen. Jedoch wird der charakteristische Druckverlauf, der sich durch ein Plateau im Diffusor mit anschliessend starken Anstieg im Auslasskanal bemerkbar macht, qualitativ gut erfasst. Für die unbeeinflusste Strömung macht sich für den Bereich $x/L \gtrsim 0.4$ eine etwas verstärkte Druckrückgewinnung in der Simulation bemerkbar. Dies ist dem Punkt der druckinduzierten Ablösung entlang der oberen Diffusorwand geschuldet, der in der Simulation weiter stromab erfasst wird (vgl. Abb. 5.20b). Die Ergebnisse der wirbelauflösenden URANS-Methode lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Der Verlauf der Druckbeiwertes innerhalb des Diffusors wird abweichend zum Experiment, sowohl für die unbeeinflusste Strömung als auch für die beeinflusste Strömung mit kontinuierlicher Aktuation leicht zu hoch erfasst.

5 Aktive Strömungsbeeinflussung am asymmetrischen 3D Diffusor

- Für die beeinflusste Strömung mit kontinuierlicher Aktuation wird der charakteristische Druckverlauf im Diffusor qualitativ gut wiedergegeben.
- Für die beeinflusste Strömung mit gepulster Aktuation konnte die gewünschte Druckrückgewinnung mit der wirbelauflösenden URANS-Methode im Gegensatz zur konventionellen URANS-Methode erzielt werden. Sowohl der Verlauf des Druckbeiwertes im Diffusor als auch die Geschwindigkeitsfelder am Diffusoreintritt sowie im Auslasskanal weisen sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Ergebnissen auf.

In der vorliegenden Arbeit wurden die experimentellen Ergebnisse der plasmamanipulierten Diffusorströmung von Grundmann *et al.* [55] erstmals erfolgreich mittels numerischer Simulationen abgebildet. Die in Abschnitt 4.2 vorgestellte empirische Modellformulierung konnte dabei validiert werden. Hierdurch war es möglich, einen ersten Einblick in die Phänomenologie der Strömungsvorgänge der beeinflussten Diffusorströmung zu erhalten.

6 Modellierung der Plasma-Aktuator induzierten Turbulenz

Neben den hier bereits mehrfach vorgestellten zeitlich gemittelten PIV-Untersuchungen der plasmainduzierten Volumenkraft (vgl. Albrecht *et al.* [3], Kotsonis *et al.* [92], Kriegseis *et al.* [97, 98] und Wilke [179]) drängt sich in den letzten Jahren die Bestimmung der zeitaufgelösten Informationen immer mehr in den Vordergrund (vgl. Benard *et al.* [13], Debien *et al.* [32] und Neumann *et al.* [135]). Im Folgenden werden die Ergebnisse der phasengemittelten PIV-Untersuchung von Kuhnhehn *et al.* [100] vorgestellt. Diese „zeitliche“ Betrachtungsweise der plasmainduzierten Volumenkraft bilden den Grundstein für die Weiterentwicklung der bisherigen Modellvorschläge zur Beschreibung der aerodynamischen Effekte von Plasma-Aktuatoren.

6.1 Phasengemittelte PIV-Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls

Bei der Anwendung konventioneller zeitaufgelöster PIV-Messungen zur Bestimmung der momentanen Geschwindigkeitsfelder ist ein gewisses Maß an Signalrauschen nicht zu vermeiden, was sich auf die Berechnung einer zeitaufgelösten Volumenkraft nachteilig auswirken würde. Vergangene Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Phasenmittelung – mit welcher das Signal-Rausch-Verhältnis periodischer Vorgänge gesteigert werden kann – in diesem Zusammenhang eine adäquate Lösung liefert (Benard *et al.* [13]). Die damit einhergehende verbesserte Auswertung der Messergebnisse bietet die Möglichkeit, ein genaues Bild über die „zeitliche“ Entwicklung der Strömung zu vermitteln.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der phasengemittelten PIV-Messungen hinsichtlich der zeitlichen Entwicklung des plasmainduzierten Wandstrahls und der daraus resultierenden Volumenkraft diskutiert. Um einen Vergleich mit den zeitlich gemittelten PIV-Messungen von Kriegseis *et al.* [97, 98] zu gewährleisten wurde ein vergleichsweise ähnli-

Komponente	Beschreibung	Eigenschaften
Plasma-Aktuator	DBD (Kapton)	$U_{kV} = 12 \text{ kV}$ $\varphi_{pa} = 10 \text{ kHz}$ $F_x/L = 21 \text{ mN/m}$
Messbereich	Plexiglasbehälter	Abmessungen (Länge/Breite/Höhe) 450 mm/325 mm/345 mm
Laser	Litron Laser Modell LDY303-PIV	Lasermedium: Nd:YLF 527 nm, 70 W Pulsdauer: 150 ns
Kamera	Phantom V12	800x600 px, 3200 fps (double-frame)
Objektiv	Schneider-Kreuznach SKR SYMMAR 120/5,6-0,33X (umgekehrt montiert)	Brennweite: 120 mm FOV: 9x6.7 mm Auflösung: 88.46 px/mm
Seeding	DEHS-Partikel	Durchmesser 0.9 μm
Software	PIVview (PivTec GmbH)	Version 3.5

Tabelle 6.1: Plasma-Aktuator-Konfiguration und die Komponenten des verwendeten Hochgeschwindigkeits-PIV-Systems (vgl. Kuhnenn *et al.* [100]).

cher Versuchsaufbau sowie eine ähnliche Plasma-Aktuator-Konfiguration verwendet. Eine ausführliche Beschreibung der Messmethode und Datenanalyse ist in Kuhnenn *et al.* [100] zu finden. Die untersuchte Plasma-Aktuator-Konfiguration und die Komponenten des verwendeten Hochgeschwindigkeits-PIV-Systems sind zusammengefasst in Tabelle 6.1 aufgelistet. Die Ergebnisse der PIV-Untersuchung beziehen sich stets auf die Phasenlage Φ , welche die Position des Messwertes im Ladungs-Spannungs-Zyklogramm beschreibt (vgl. Abb. 6.1). Mit ■ gekennzeichnet sind die Positionen der eigentlichen Messwerte, die in der Mitte der zur Korrelationen herangezogenen Messpunkte ♦ liegen. Durch die Korrelation der Bildpaare in den Messpunkten ergibt sich ein mittleres phasenbezogenes Geschwindigkeitsfeld $\tilde{U}_i(x_j, \Phi)$, das zwischen den jeweiligen Messpunkten als konstant angenommen wird.

Die durchgeführten PIV-Messungen ergeben eine Einteilung des Sinus-Zyklus in acht Phasenlagen, mit einem positiven Halbzyklus von $0 < \Phi \leq \pi$ und einem negativen Halbzyklus entsprechend von $\pi < \Phi \leq 2\pi$. In Abbil-

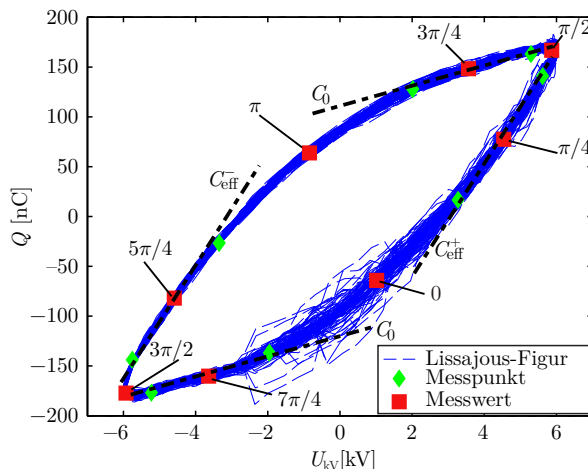


Abbildung 6.1: Ladungs-Spannungs-Zyklogramm der von Kuhnhehn *et al.* [100] untersuchten Plasma-Aktuator-Konfiguration mit den charakteristischen Kapazitäten C_{eff}^+ , C_{eff}^- und C_0 . Die Messwerte der phasengemittelten Volumenkraft sind mit \blacksquare gekennzeichnet und liegen genau in der Mitte zwischen den zur Korrelation herangezogenen Messpunkten \blacklozenge .

dung 6.2 sind für die untersuchten Phasenlagen Φ die Konturdiagramme der phasengemittelten Geschwindigkeitsverteilung $|\tilde{U}|(x, y, \Phi)$ des plasma-induzierten Wandstrahls aufgetragen. Für die Phasenlagen $\pi/4 \leq \Phi \leq \pi$ im positiven Halbzyklus sind die ermittelten Geschwindigkeiten vergleichsweise klein und das Geschwindigkeitsmaximum liegt an der Stelle $x = 4$ mm. Insgesamt fallen hier die zeitlichen Änderungen des induzierten Geschwindigkeitsfeldes relativ gering aus. Für die Phasenlagen $5\pi/4 \leq \Phi \leq 7\pi/4$ im negativen Halbzyklus steigen die gemessenen Geschwindigkeiten deutlich an und der Bereich der maximalen Geschwindigkeiten verschiebt sich stromauf in Richtung der oberen Elektrode. Gleichzeitig vergrößert sich das zweidimensionale Profil des Geschwindigkeitsfeldes. Die betragsmäßig höchste Maximalgeschwindigkeit wird zur Phasenlage $\Phi = 0$ erreicht und die niedrigste Maximalgeschwindigkeit liegt zur Phasenlage $\Phi = \pi$ vor. Die Ergebnisse der phasengemittelten Untersuchung zeigen, dass im unmittelbaren Wirkungsbereich des Plasmas $1 \leq x \leq 5$ mm ein zeitlich abhängiges Geschwindigkeitsfeld vorliegt. Die Annahme eines quasi stationären Wandstrahls ist jedoch gerechtfertigt, da insbesondere au-

Berhalb des Wirkungsbereichs $x \geq 6 \text{ mm}$ keine nennenswerten Unterschiede in der zeitlichen Entwicklung des Geschwindigkeitsfeldes auftreten. In Übereinstimmung mit den zeitlich gemittelten PIV-Messungen von Kriegseis *et al.* [97, 98] ist eine ähnliche Geschwindigkeitsverteilung im induzierten Wandstrahl festzustellen. Es kommt lediglich zu einer leichten Erhöhung der Maximalgeschwindigkeit (vgl. Abb. 4.3).

6.1.1 Phasengemittelte Volumenkraftverteilung

Auf Grundlage der hier vorgestellten zeitlichen Entwicklung des plasma-induzierten Wandstrahls erfolgt die Berechnung der phasengemittelten Volumenkraft $\tilde{F}_i(x_j, \Phi)$ nach der fluidmechanische Modellformulierung von Wilke [179]:

$$\tilde{F}_i(x_j, \Phi) \approx \varrho \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \varrho \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \mu \frac{\partial^2 \tilde{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (6.1)$$

Im Gegensatz zur zeitlich gemittelten Formulierung in Gleichung (3.38) tritt zusätzlich ein zeitabhängiger Term $\varrho \partial \tilde{U}_i / \partial t$ auf und beinhaltet die zeitliche Ableitung des phasengemittelten Geschwindigkeitsfeldes. In ihren Untersuchungen konnten Kuhnhehn *et al.* [100] zeigen, dass bei der Berechnung der phasengemittelten Volumenkraft der zeitabhängige Beschleunigungsterm den größten Beitrag liefert. Als eine Erklärung hierfür wurde die starke Beschleunigung und Verzögerung der plasmainduzierten Strömung während eines Entladezyklus hervorgehoben (vgl. Abb. 6.2). Auf die Wirkungsweise von Plasma-Aktuatoren im positiven und negativen Halbzyklus wird in dieser Arbeit nicht näher eingegangen. Hierzu sei auf die Arbeiten von Enloe *et al.* [40] und Orlov *et al.* [138] verwiesen. In Abbildung 6.3 ist für die jeweilige Phasenlage Φ die phasengemittelte wandparallele Komponente der Volumenkraft dargestellt. Für die Phasenlage $\Phi = \pi/2$, welche den Übergang von der positiven zur negativen Flanke der Hochspannung beschreibt (bzw. C_{eff}^+ zu C_0 vgl. hierzu Abb. 6.1), überwiegt der negative Anteil der Volumenkraft. Erst für die Phasenlage $\Phi = 3\pi/4$ befinden sich der positive und negative Anteil der Volumenkraft im Gleichgewicht. Es folgt ein starker Anstieg des Integralwertes F/L mit einhergehender räumlicher Ausbildung des positiven Anteils der Volumenkraft. Zum Zeitpunkt seines maximalen Integralwertes ($\Phi = 5\pi/4$) erstreckt sich dieser Bereich von der Hinterkante der oberen Elektrode stromab bis zur Stelle $x = 5 \text{ mm}$. Am Übergang von der negativen zur positiven Flanke der Hochspannung ($\Phi = 3\pi/2$) bildet sich ein negativer Anteil der Volumenkraft an der Hinterkante der oberen Elektrode aus und wächst stark an. Zur Phasenlage

6.1 Phasengemittelte PIV-Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls

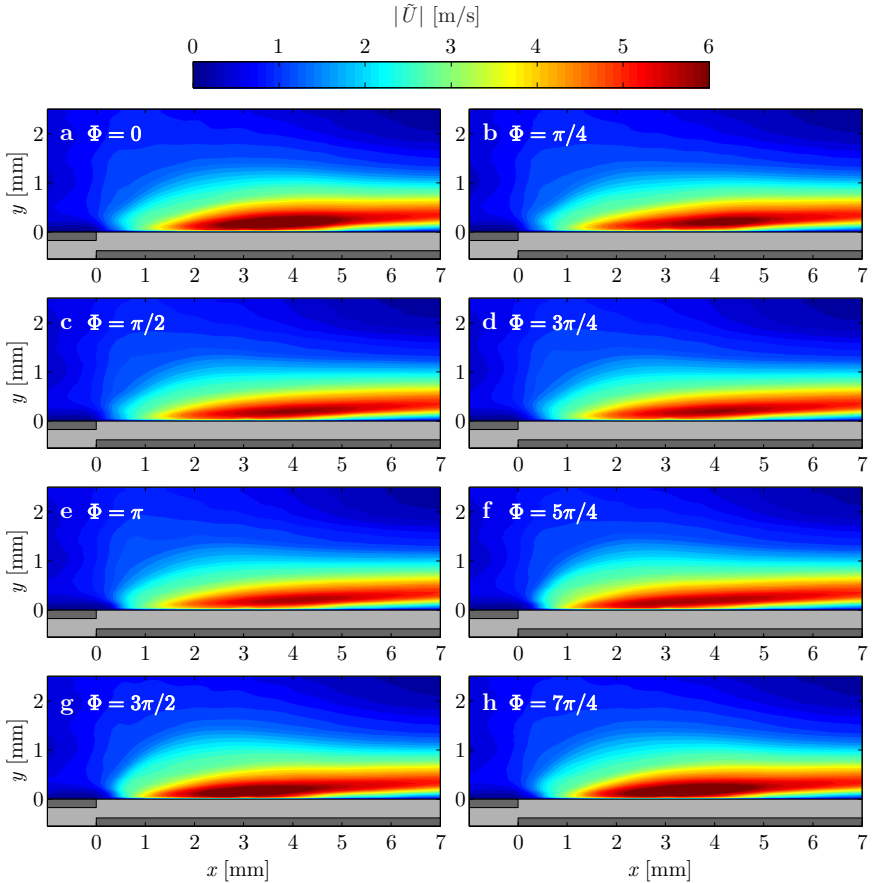


Abbildung 6.2: Die zeitliche Entwicklung der phasengemittelten Geschwindigkeitsverteilung $\sqrt{\tilde{U}_j \tilde{U}_j}$ des plasmainduzierten Wandstrahls für die einzelnen Phasenlagen Φ . Charakteristischen Kapazitäten C_{eff}^+ ($\Phi = 5\pi/4$), C_{eff}^- ($\Phi = \pi/4$) und C_0 ($\Phi = 3\pi/4$ und $\Phi = 7\pi/4$).

$\Phi = 7\pi/4$ stellt sich ebenfalls ein Gleichgewicht zwischen positivem und negativem Anteil ein, jedoch mit deutlich höherer positiver und negativer Kraftkomponente im Vergleich zur Phasenlage $\Phi = 3\pi/4$. Der Integralwert nimmt weiter ab und erreicht sein Minimum zur Phasenlage $\Phi = 0$. Erst im zweiten Teil der positiven Flanke ($\Phi = \pi/4$) kommt es zu einer Zunahme

des positiven Anteils der Kraftkomponente. Werden diese Ergebnisse auf das Ladungs-Spannungs-Zyklogramm übertragen, lässt sich abschließend folgendes zusammenfassen:

Der signifikante Anteil der positiven Volumenkraft entsteht im Bereich der C_{eff}^- -Kapazität ($\Phi = \pi/4$), während der Hauptanteil der negativen Volumenkraft im Bereich der C_{eff}^+ -Kapazität ($\Phi = 5\pi/4$) gebildet wird. Für beide Halbzyklen stellt sich im Bereich der C_0 -Kapazität ($\Phi = 3\pi/4$ und $\Phi = 7\pi/4$) ein Gleichgewicht des Integralwerts ein.

Ein Vergleich zu den Ergebnissen der zeitlich gemittelten PIV-Messungen von Kriegseis *et al.* [97, 98] zeigt hierbei deutliche Unterschiede auf. Sowohl die F_x -Komponente als auch der Integralwert der Kraft F/L fallen in den phasengemittelten Messungen deutlich höher aus (vgl. Abb. 4.4). Für die F_x -Komponente beträgt der Unterschied eine halbe Größenordnung, für den Integralwert der Kraft F/L sogar eine ganze Größenordnung. Einen tieferen Einblick in die „zeitliche“ Entwicklung der plasmainduzierten Volumenkraft liefert die Arbeit von Kuhnhehn *et al.* [100].

6.1.2 Turbulenter Charakter des plasmainduzierten Wandstrahls

Wie die vorangegangenen Untersuchungen zeigen, liegen im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators zeitlich und räumlich stark wechselnde positive und negative Anteile der Kraftkomponente $\hat{F}_x(x, y)$ vor, die zu einem hoch instationären Impulsaustausch führen. Die Vermutung liegt nahe, dass die zeitlich und räumlich hochfrequent fluktuierende Volumenkraft auch Einfluss auf das Turbulenzverhalten des induzierten Wandstrahls haben kann. Im Folgenden werden die Ergebnisse der phasengemittelten PIV-Messungen des induzierten Wandstrahls hinsichtlich der Turbulenzintensität untersucht. In Abbildung 6.4a sind die Maxima der Turbulenzintensität u'/U_{max} in Abhängigkeit der Phasenlage Φ dargestellt. Aufgetragen ist die Intensität an ausgewählten Positionen x im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators. Die Positionen $x = 3 \text{ mm}$ und $x = 4 \text{ mm}$ weisen über alle Phasenlagen einen konstant hohen Anteil der maximalen Turbulenzintensität auf, die Werte zwischen 25 bis 30%, respektive 20 bis 25% erreichen. Des Weiteren ist eine leichte Abhängigkeit für diese Positionen von der Phasenlage zu erkennen. An der Position $x = 5 \text{ mm}$ liegt der Anteil der maximalen Turbulenzintensität im Bereich von 20 bis 35% und eine Abhängigkeit von der Phasenlage ist klar zu erkennen. An der Stelle $x = 6 \text{ mm}$, die in etwa die Grenze des Wirkungsbereichs des Plasmas kennzeichnet, fällt das Maximum von

6.1 Phasengemittelte PIV-Untersuchung des plasmainduzierten Wandstrahls

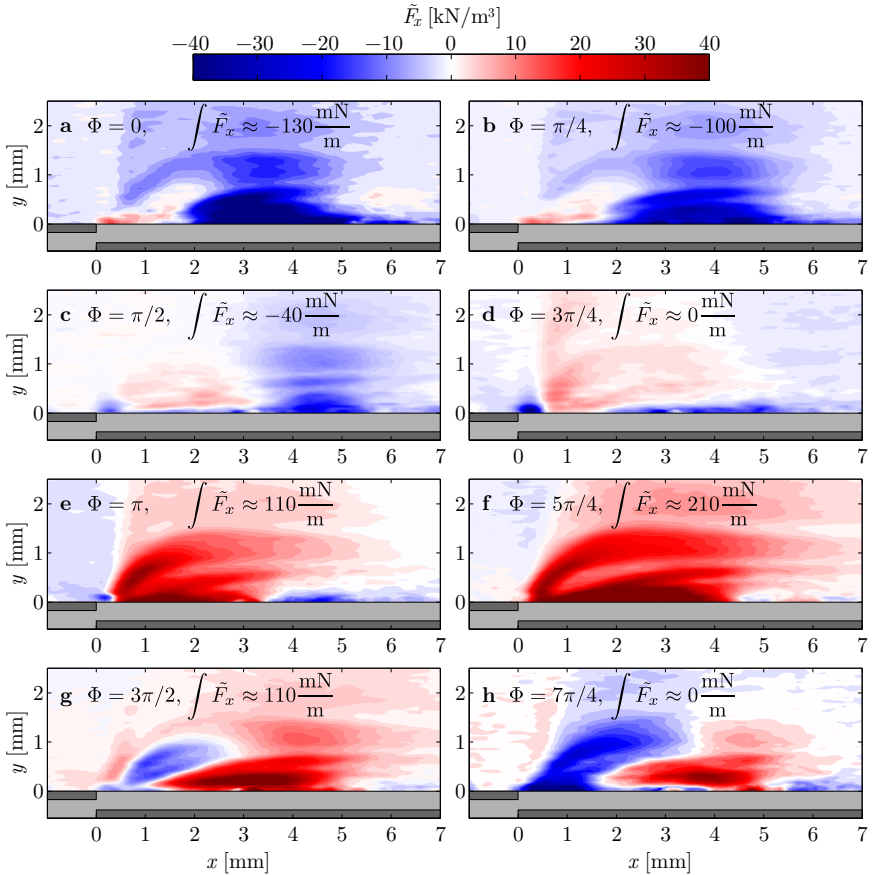


Abbildung 6.3: Zeitliche Entwicklung der phasengemittelten Volumenkraft $\tilde{F}_x(x, y, \Phi)$ für die einzelnen Phasenlagen Φ . Charakteristische Kapazitäten C_{eff}^+ ($\Phi = 5\pi/4$), C_{eff}^- ($\Phi = \pi/4$) und C_0 ($\Phi = 3\pi/4$ und $\Phi = 7\pi/4$). Zusätzlich ist der Integralwert $F/L = \iint \tilde{F}_x dx dy$ der jeweiligen Phasenlage mit angegeben (s. Kuhnhehn *et al.* [100]).

u'/U_{max} auf ein nahezu konstantes Niveau von 18% ab. Außerdem ist keine Abhängigkeit der Phasenlage festzustellen. Aus dieser Betrachtung geht hervor, dass – unabhängig von der Phasenlage – im Wirkungsbereich des Plasmas ein deutlich erhöhtes Maß der Turbulenzintensität vorherrscht.

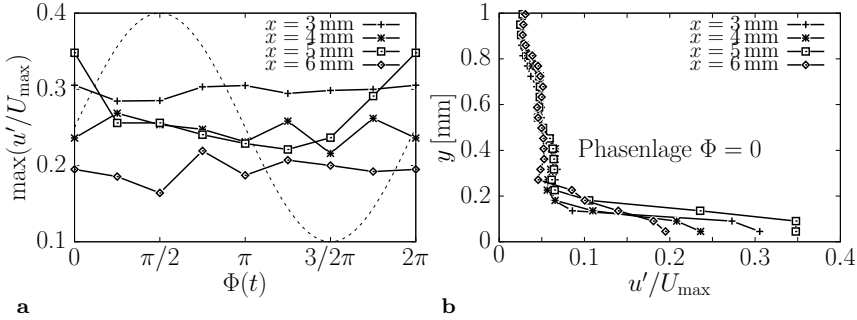


Abbildung 6.4: Aufgetragen sind in a) die Maxima der Turbulenzintensität u'/U_{\max} über die Phasenlage Φ und in b) die Profile der Turbulenzintensität für eine feste Phasenlage $\Phi = 0$, jeweils an ausgewählten Positionen.

In Abbildung 6.4b sind die korrespondierenden Vertikalprofile der Turbulenzintensität exemplarisch für die Phasenlage $\Phi = 0$ dargestellt. Ein deutlicher Anstieg von u'/U_{\max} ist nur für den Bereich innerhalb der Wandgrenzschicht ($y < 0.2 \text{ mm}$) bemerkbar. Außerhalb der Wandgrenzschicht, im Bereich der freien Scherschicht, ist kein signifikanter Einfluss auf die Turbulenzintensität festzustellen, obwohl sich das zweidimensionale Profil der fluktuierenden Volumenkraft auch bis in diesen Bereich erstreckt (vgl. Abb. 6.3).

Ähnliche Ergebnisse liefern die experimentellen Untersuchungen der mit Plasma-Aktuatoren beeinflussten turbulenten Grenzschicht einer längs angeströmten ebenen Platte von Jacob *et al.* [70]. Hierbei wurden zwei unterschiedliche Fälle betrachtet:

1. Im ersten Fall wurde die Anströmgeschwindigkeit niedriger als die Maximalgeschwindigkeit des plasmainduzierten Wandstrahls gewählt ($U_0 < U_{\max}^{pa}$).
2. Im zweiten Fall hingegen wurde die Anströmgeschwindigkeit gleich der Maximalgeschwindigkeit des plasmainduzierten Wandstrahls gewählt ($U_0 \approx U_{\max}^{pa}$).

In beiden Fällen wurde die Turbulenzintensität in der Grenzschicht stromauf vom Plasma-Aktuator mit der stromab verglichen. Dabei konnte eine deutliche Erhöhung von u'/U_{\max} in der Grenzschicht festgestellt werden.

Zusätzlich konnten sie zeigen, dass die Aktuierung nur Einfluss auf die Intensität innerhalb der Wandgrenzschicht nimmt. Außerhalb der Wandgrenzschicht weist u'/U_{\max} keine signifikante Änderung auf.

6.2 Die erweiterte fluidmechanische Modellformulierung

Wie aus den hier vorgestellten Untersuchungen hervorgeht, ist der Einfluss von Plasma-Aktuatoren auf die Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit des induzierten Wandstrahls nicht zu vernachlässigen. In welchem Maß dieser Effekt auch in numerischen Simulationen abgebildet werden kann, soll im Folgenden erörtert werden. Des Weiteren wird der Beitrag der Schwankungsgeschwindigkeiten zur Bestimmung der Volumenkraftverteilung nach der fluidmechanischen Modellformulierung, in der sie bis dato keine Berücksichtigung fanden, untersucht. Für letztere müssen geeignete Grundgleichungen der Strömungsmechanik herangezogen werden.

Im Allgemeinen weisen PIV-Messverfahren zur Erfassung von Geschwindigkeitsverteilungen eine Analogie zur numerischen Strömungsmechanik auf. Mit Hilfe holographischer (vgl. Hinsch und Hinrichs [65]) oder tomographischer Methoden (vgl. Elsinga *et al.* [37] und Schröder *et al.* [158]) ist die Messung des momentanen Geschwindigkeitsfeldes von allen drei Geschwindigkeitskomponenten im Raum möglich. Damit ist ein direkter Vergleich zu Daten aus der direkten numerischen Simulation möglich, die Geschwindigkeitsinformationen aus dem Lösen der vollständigen „instationären“ Navier-Stokes-Gleichungen zur Verfügung stellt (vgl. Scarano [152]). Bei den zeitlich gemittelten PIV-Methoden setzen sich die zeit- und ortsabhängigen Geschwindigkeitskomponenten $\hat{U}_i(x, y, t)$ aus einem zeitlich gemittelten Anteil $U_i(x, y)$ und einem stochastischen Anteil $u_i(x, y, t)$ zusammen. Über letzteren lässt sich die Turbulenzintensität der untersuchten Geschwindigkeit errechnen (vgl. Raffel *et al.* [144]). Überträgt man diese Betrachtungsweise auf die Berechnung der Volumenkraftverteilung nach der fluidmechanischen Modellformulierung, so ist es offensichtlich, dass der Modellansatz über die Navier-Stokes-Gleichungen nach Wilke [179] aus strömungsmechanischer Sicht nur vertretbar ist, wenn die Geschwindigkeitsinformationen in Zeit und Raum genau aufgelöst sind. Für die zeitlich gemittelten PIV-Untersuchungen ist diese Voraussetzung jedoch nicht mehr gegeben. Infolgedessen sollten zur Bestimmung der Volumenkraftverteilung aus zeitlich gemittelten PIV-Untersuchungen die RANS-Gleichungen her-

angezogen werden, um zusätzlich den turbulenten Charakter des plasma-induzierten Wandstrahls erfassen zu können:

$$F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} = \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_i u_j}) \quad (6.2)$$

Diese Herangehensweise, im Besonderen die zusätzliche Berücksichtigung der Reynoldsschen Spannungen $\rho \overline{u_i u_j}$ zur Bestimmung der Volumenkraftverteilung, wurde erst in jüngerer Zeit als eine Verbesserung der fluidmechanischen Modellformulierung hinsichtlich ihrer Genauigkeit erkannt (s. Bernard *et al.* [13], Debien *et al.* [32]).

Analyse der Geschwindigkeitsmessungen Zu Vergleichszwecken mit der in Kapitel 4 durchgeführten Untersuchungen werden die experimentell gefundenen Ergebnisse der zeitlich gemittelten PIV-Messungen von Kriegseis [94] herangezogen. Die Geschwindigkeitsinformationen des induzierten Wandstrahls werden hinsichtlich der Reynoldsschen Spannungen analysiert. Die im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsverteilung $U(x, y)$ ist in Abbildung 6.5a dargestellt und entspricht der in Tabelle 4.2 aufgeführten $12kV$ -Aktuator-Konfiguration. Zusätzlich aufgetragen ist in Abbildung 6.5b die $\overline{u u}$ -Komponente der Reynoldsschen Spannungen, normiert mit dem Quadrat der maximalen Geschwindigkeit des induzierten Wandstrahls U_{\max}^2 . In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Kuhnenn *et al.* [100] macht sich insbesondere in Wandnähe eine erhöhte Intensität bemerkbar. Für die hier untersuchte Aktuator-Konfiguration lässt sich im Wirkungsbereich des Plasmas für die Turbulenzintensität $\sqrt{\overline{u u}}/U_{\max}$ Maximalwerte von 20 % bis hin zu 27 % feststellen. Ähnliche Ergebnisse konnten sowohl in der zeitlich gemittelten PIV-Untersuchung von Jacob *et al.* [70] als auch in der phasengemittelten PIV-Untersuchung von Kuhnenn *et al.* [100] festgestellt werden.

Aus diesen lokalen Geschwindigkeitsinformationen werden die benötigten Ableitungen zur Berechnungen der Volumenkraft herangezogen. Im Folgenden wird exemplarisch die Berechnung der Kraftkomponente F_x nach Gleichung (6.2) unter Vernachlässigung des Druckgradienten $\partial P/\partial x$ gezeigt:

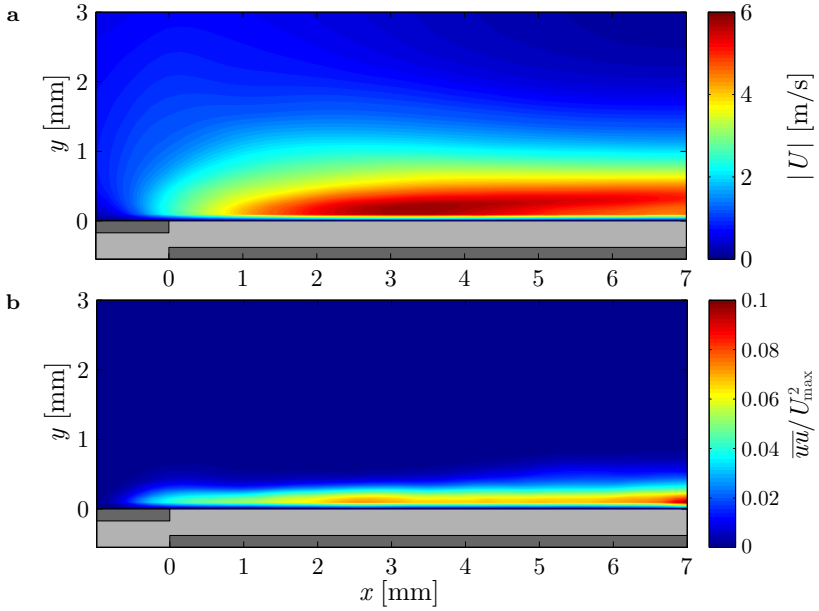


Abbildung 6.5: a) Konturdiagramm der experimentell bestimmten Geschwindigkeitsverteilung des plasmainduzierten Wandstrahls nach Kriegseis *et al.* [97, 98]. b) Korrespondierend dazu die in Hauptströmungsrichtung wirkende Reynolds-Spannungs-Komponente.

$$\begin{aligned}
 F_x = & \underbrace{\varrho U \frac{\partial U}{\partial x} + \varrho V \frac{\partial U}{\partial y}}_{\text{Konvektive Terme}} \\
 & - \underbrace{\mu \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}}_{\text{Diffusive Terme}} \\
 & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(\varrho \overline{uu}) + \frac{\partial}{\partial y}(\varrho \overline{uv})}_{\text{Reynolds-Spannungs Terme}}
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

Die einzelnen Terme der Kraftkomponente können über Gleichung (6.3)

individuell berechnet werden. Hierdurch ist ein direkter Vergleich ihrer Beiträge zur gesamten Volumenkraftverteilung gegeben. Die konvektiven und diffusiven Terme wurden bereits von Kriegseis *et al.* [97, 98] analysiert und ausgiebig diskutiert, während die Bedeutung der Terme der Reynoldsschen Spannungen als zusätzlicher Beitrag zur Kraft von Benard *et al.* [13] und Debien *et al.* [32] hervorgehoben wurde. In Abbildung 6.6b ist das Resultat für den Term mit den Ableitungen der Reynoldsschen Spannungen aus Gleichung (6.3) gezeigt, welches ein Maß für den turbulenten Impulsaustausch im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators angibt. Auch wenn der Einfluss räumlich relativ eng begrenzt ist ($-1 \lesssim x \lesssim 2 \text{ mm}$; $y \lesssim 0.5 \text{ mm}$), werden Werte von bis zu 30% der maximalen Kraft erreicht. Die nach Gleichung (6.3) resultierende F_x -Komponente ist in Abbildung 6.6a dargestellt und ähnelt sehr stark dem zweidimensionalen Profil der F_x -Komponente nach der vereinfachten NSG (3.38) basierenden Modellformulierung (vgl. Abb. 4.4a). Der infolge der Reynoldsschen Spannungen zusätzliche Impulseintrag in die Strömung macht sich im Bereich der oberen Elektrode durch eine Erhöhung der Kraftkomponente bemerkbar.

Analyse des numerisch generierten Wandstrahls Aus den der Untersuchung zugrunde liegenden experimentellen Geschwindigkeitsinformationen wurde mittels der vereinfachten RANS-Gleichung (6.3) die Volumenkraftverteilung des Plasma-Aktuators bestimmt und analog zu Abschnitt 4.4, ein numerisch generierter Wandstrahl erzeugt. In Abbildung 6.7a ist das resultierende Geschwindigkeitsfeld der numerischen Simulation dargestellt und liefert ein qualitativ¹ ähnliches Geschwindigkeitsfeld im Vergleich zur Simulation mit der Volumenkraftverteilung nach der vereinfachten NSG (3.38) (vgl. Abb. 4.1 Mitte links). Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass zur Bestimmung der plasmainduzierten Volumenkraft nach der fluidmechanischen Modellformulierung auch die vereinfachten RANS-Gleichungen (6.3) herangezogen werden können. Diese strömungsbeschreibenden Gleichungen haben ihre Gültigkeit, da der instationäre Kraftgenerierungs-Prozess zusätzlich zu einem turbulenten Impulsaustausch im Wirkungsbereich des Aktuators führt, die über die vereinfachten NSG (3.38) naturgemäß nicht erfasst werden können.

In den bisherigen numerischen Untersuchungen zur Beschreibung des aerodynamischen Effekts von Plasma-Aktuatoren wurde lediglich das Geschwindigkeitsfeld des induzierten Wandstrahls betrachtet und mit experi-

¹Ein quantitativer Vergleich mit den experimentellen Referenzdaten erfolgt im Abschnitt 6.2.1.

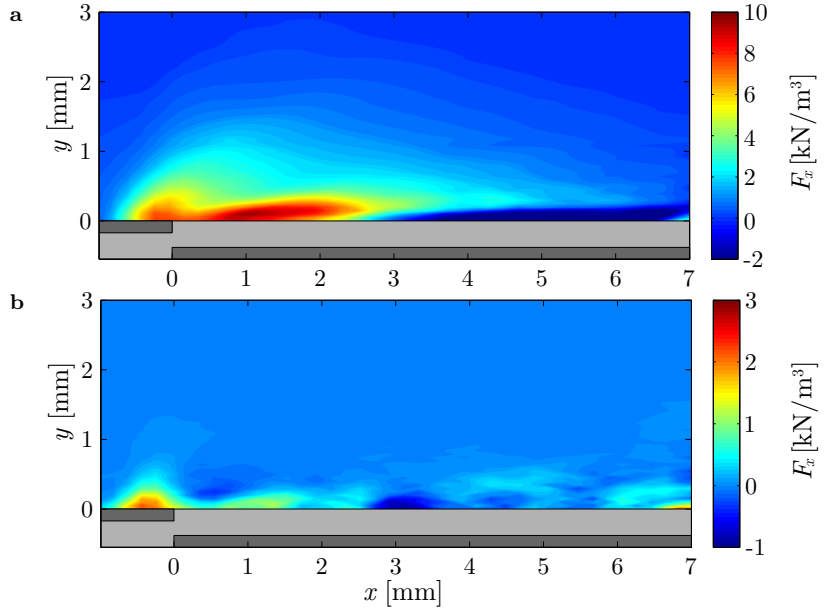


Abbildung 6.6: a) Konturdiagramm der zeitlich gemittelten F_x -Komponente nach Gleichungen (6.3). b) zeigt den entsprechenden Kraftanteil der Reynoldsschen Spannungen $\left(\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u} \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \bar{u} \bar{v})\right)$. Zu beachten ist die unterschiedliche Farbskalierung der Konturdiagramme.

mentellen Referenzdaten verglichen. Sein Einfluss auf die Reynoldsschen Spannungen im Geschwindigkeitsfeld des numerisch generierten Wandstrahls wurde jedoch noch nicht untersucht. In Abbildung 6.7b ist die zum numerisch generierten Wandstrahl korrespondierende $\bar{u}\bar{u}$ -Komponente aufgetragen. Ein Vergleich mit den experimentell gefundenen Spannungen in Abbildung 6.5b zeigt deutlich, dass diese in der numerischen Simulation nicht annähernd abgebildet werden können. Die Diskrepanz ist zweifellos darauf zurückzuführen, dass in den bisherigen numerischen Untersuchungen der aerodynamische Effekt nur in den strömungsbeschreibenden Gleichungen abgebildet wurde, jedoch nicht in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen, welche die dynamischen Prozesse der Turbulenz beschreiben.

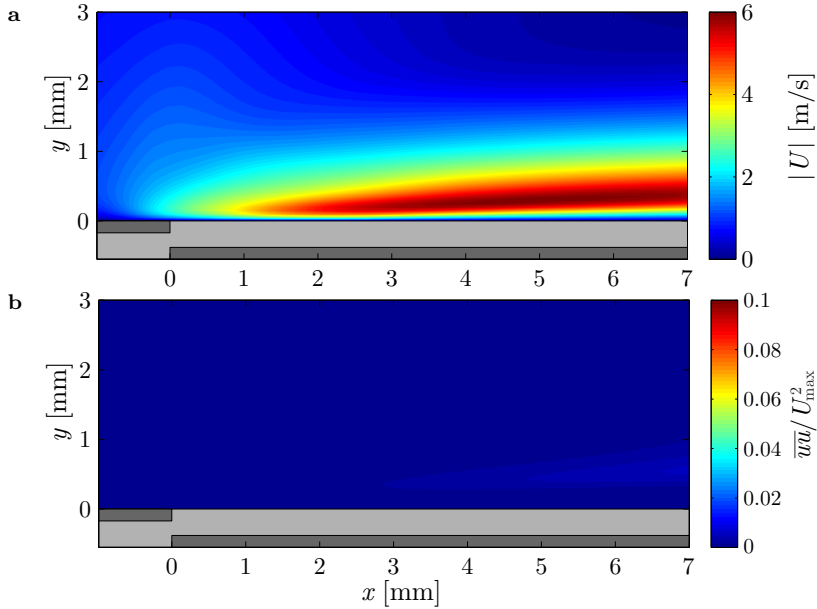


Abbildung 6.7: a) Konturdiagramm des numerisch berechneten Wandstrahls nach Gleichung (6.2). b) Die korrespondierende $\overline{u u}$ -Komponente in Verbindung mit einem herkömmlichen Reynolds-Spannungs-Modell.

6.2.1 Plasma-Aktuator spezifischer Produktionsterm

Wie aus dem vorangegangenen Abschnitt hervorgeht, treten aufgrund des instationären Impulsaustauschs hochfrequente Geschwindigkeitsfluktuation im Wirkungsbereich des Aktuators auf. Die numerischen Untersuchungen zeigen, dass mit einer über die Zeit gemittelten Volumenkraft in Verbindung mit einer konventionellen RSM-Simulation diese Fluktuationen nicht adäquat abgebildet werden können. Jedoch ist es möglich den Einfluss der plasmainduzierten Volumenkraft auf die Dynamik der Turbulenz mit geeigneten Größen zu modellieren. Die Effekte, die mit Volumenkräften (Gravitationskräfte, Auftriebskräfte, ...) einhergehen, werden gewöhnlich über einen zusätzlichen Produktionsterm F_{ij} in die Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen übertragen. Es existieren unterschiedliche Modellierungsansätze zur Schließung des unbekannten Terms, die entsprechend ihres Ursprungs in der Literatur gesondert beschrieben werden (vgl. Han-

jalić und Kenjereš [60], Kenjereš und Hanjalić [84, 85] Kenjereš *et al.* [86] Launder [102] und Wilson *et al.* [182]).

Betrachtet werden im Folgenden die Reynolds-gemittelten Navier-Stokesschen Gleichungen (2.8) mit der Volumenkraft F_i einer plasma-induzierten Strömung. Die Transportgleichung der Reynoldsschen Spannungen – ohne Vernachlässigung von Volumenkräften – lautet in symbolischer Form:

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + F_{ij} + \Phi_{ij} + \varepsilon_{ij} + D_{ij}^p + D_{ij}^\nu + D_{ij}^t \quad (6.4)$$

Die Bedeutung der einzelnen Terme der rechten Seite sind in Abschnitt 2.2.1 beschrieben. Im weiteren Verlauf wird der Term F_{ij} , der in dem hier betrachteten Fall, die Produktion der Reynoldsschen Spannungen infolge der plasmainduzierten Volumenkraft beschreibt, genauer untersucht. Dieser unbekannte Plasma-Aktuator spezifische Produktionsterm

$$F_{ij}^{pa} \equiv F_{ij} = \frac{1}{\rho} (\overline{f_i u_j} + \overline{f_j u_i}) , \quad (6.5)$$

ist durch die Wechselwirkung zwischen den Schwankungskomponenten der momentanen Geschwindigkeit und denen der momentanen Volumenkraft definiert. Für eine exakte Behandlung des unbekannten Terms F_{ij}^{pa} werden detaillierte Information über alle Schwankungskomponenten in Raum und Zeit benötigt. Bei einer zeitlich gemittelten PIV-Untersuchung ist, aufgrund des hohen Signalrauschens, eine exakte Bestimmung der Schwankungskomponenten der momentanen Geschwindigkeit nicht möglich. Statistisch signifikante Daten im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators wurden in den PIV-Messungen von Kriegseis *et al.* [97] erst ab einer Anzahl von 10^3 Bildpaaren garantiert. Außerdem muss zur Berechnung der Schwankungskomponenten der Volumenkraft

$$f_i(x_j, t) = \hat{F}_i(x_j, t) - F_i(x_j) \quad (6.6)$$

die unbekannte momentane Größe der Volumenkraft $\hat{F}_i(x_j, t)$ aus den Ableitungen des momentanen Geschwindigkeitsfeldes $\hat{U}_i(x_j, t)$ bestimmt werden:

$$\hat{F}_i = \rho \hat{U}_j \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} - \mu \frac{\partial^2 \hat{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (6.7)$$

Das Rauschen in den Messdaten würde sich seinerseits auf die Genauigkeit der numerischen Diskretisierung von Gleichung (6.7) auswirken, was

zusätzlich die Auswertung der PIV-Daten beeinträchtigen würde.

Um einen Zusammenhang zwischen den Reynoldsschen Spannungen und dem Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterm herzustellen, muss daher eine Modellgleichung herangezogen werden. Die Modellgleichung, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurde, lautet:

$$F_{ij}^{pa} = \frac{C_1}{\varrho} \underbrace{0.07 \left[1 + 0.2 \left(\min \left(\frac{\mu_t}{\mu}, 10 \right) \right) \right]}_{\text{1. Term}} \underbrace{\frac{F_i F_j}{\sqrt{F_l F_l}} \sqrt{k} \exp \left(-C_2 \varphi_{pa} \frac{k}{\varepsilon^h} \right)}_{\text{2. Term}} \quad (6.8)$$

Hierbei beschreibt μ_t die turbulente Wirbelviskosität nach Jakirlić und Maduta [72], k die turbulente kinetische Energie ($k = 0.5 \bar{u}_i \bar{u}_i$), ε^h den homogenen Anteil der turbulente Dissipationsrate ε und φ_{pa} die Betriebsfrequenz des Plasma-Aktuators. C_1 und C_2 sind Koeffizienten, die empirisch zu bestimmen sind. Gleichung (6.8) basiert auf einer schrittweisen Modellierung der Kraft-Geschwindigkeits-Korrelation und lässt sich wie folgt zusammenfassen:

Im ersten Term werden die Schwankungskomponenten definiert sowie deren Einflussbereich festgelegt und im zweiten Term werden ihre zeitliche Korrelation determiniert.

1. Term Die Intensität der Schwankungskomponenten der Volumenkraft wird über die Annahme bestimmt, dass diese sich proportional zur Turbulenzintensität verhält. Dies steht im direkten Einklang mit folgender Beziehung:

$$\frac{f_i}{F_i} \propto \frac{u_i}{U_i} \propto \frac{\mu_t}{\mu} \quad (6.9)$$

Die Schwankungskomponenten der Geschwindigkeit werden proportional zur Wurzel der turbulenten kinetischen Energie gesetzt:

$$u = v = w \propto \sqrt{k} \quad (6.10)$$

Der Einflussbereich des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms wird über die Relation $F_i F_j / \sqrt{F_l F_l}$ festgelegt. Außerdem kommt es hierdurch zu einer maßgeblichen Beeinflussung der $\bar{u}\bar{u}$ -Komponente. In den PIV-Messungen von Kriegseis [94] konnte kein signifikanter Einfluss auf die $\bar{v}\bar{v}$ - und $\bar{u}\bar{v}$ -Komponente festgestellt werden.

2. Term Die Korrelation zwischen den Schwankungskomponenten der Geschwindigkeit und denen der Volumenkraft wird über eine Interaktionsfunktion beschrieben. Über das Verhältnis des turbulenten Zeitmaßstabs ($\tau = k/\varepsilon$) und eines Plasma-Aktuator spezifischen Zeitmaßstabs ($\tau_{pa} = 1/\varphi_{pa}$) wird der Grad der lokalen Interaktion zwischen den Schwankungskomponenten festgelegt.

6.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Im Folgenden wird analog zu der in Abschnitt 6.2 durchgeführten RSM-Simulation zur Berechnung des plasmainduzierten Wandstrahls, die modifizierte Transportgleichung der Reynoldsschen Spannungen unter Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms F_{ij}^{pa} herangezogen. Die empirischen Koeffizienten $C_1 = 55$ und $C_2 = 0.2$ wurden dabei so gewählt, dass der Maximalwert der normierten $\overline{u}u$ -Komponente aus der experimentellen Untersuchung nicht überschritten wird. In Abbildung 6.8a sind die Geschwindigkeitsprofile und in Abbildung 6.8b die normierten Profile der in $\overline{u}u$ -Komponente dargestellt. Gegeneinander aufgetragen sind die numerisch berechneten Profile der konventionellen RSM-Simulation und jene der modifizierten RSM-Simulation. Zum Vergleich sind die experimentell gefundenen Profile von Kriegseis [94] entsprechend der in Tabelle 4.2 aufgeführten $12kV$ -Aktuator-Konfiguration mit aufgetragen. Eine adäquate Erhöhung der $\overline{u}u$ -Komponente ist im Vergleich zur konventionellen RSM-Simulationen klar zu erkennen (s. Abb. 6.8b). Die Profile der $\overline{u}u$ -Komponente im unmittelbaren Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators ($1\text{ mm} \leq x \leq 3\text{ mm}$) stimmen qualitativ und quantitativ gut mit den experimentell gefundenen Profilen überein. Außerhalb des Wirkungsbereichs ($x \geq 6\text{ mm}$) wird die Spannungs-Komponente im Vergleich zum Experiment unterschätzt, fällt aber im Vergleich zur konventionellen RSM-Simulation deutlich höher aus. Die Ergebnisse zeigen, dass die vorgestellte Modellgleichung (6.8) in der Lage ist, die Plasma-Aktuator spezifische Turbulenzproduktion in den numerischen Untersuchungen hinreichend genau abzubilden. An dieser Stelle sei noch anzumerken, dass der zum Schließen der unbekannten Kraft-Geschwindigkeits-Korrelationen übliche Modellvorschlag – der sogenannte *Gradienten-Diffusions Ansatz* (vgl. Pope [141] Abschn. 4.4) – zu keinem erfolgreichen Ergebnis führte (s. Maden *et al.* [118]).

In Abbildung 6.8a sind die korrespondierenden Geschwindigkeitsprofile dargestellt. Sowohl für die modifizierte RSM-Simulation als auch für die herkömmliche RSM-Simulation weisen die Profile eine qualitativ sehr gute und quantitativ gute Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen

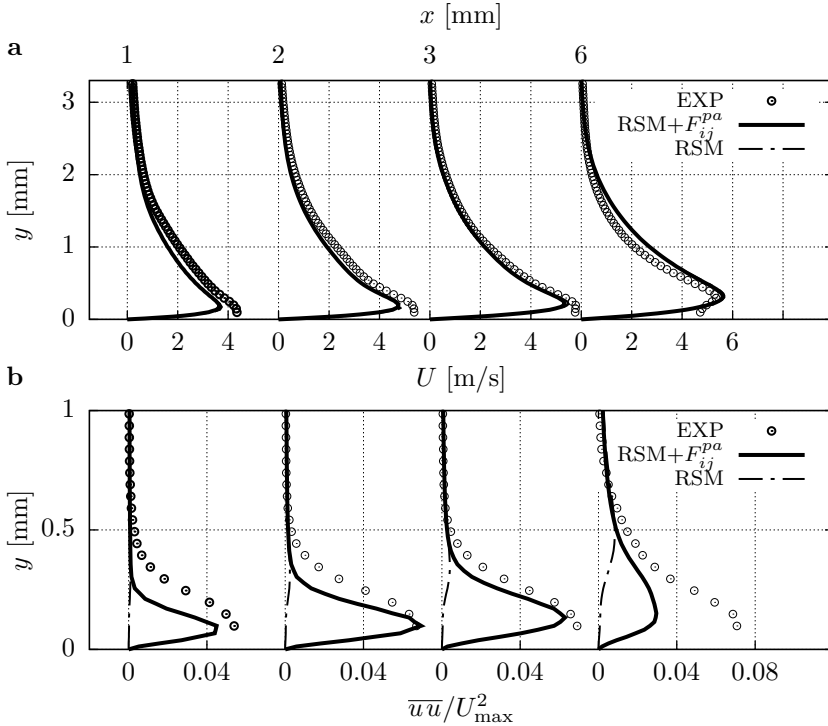


Abbildung 6.8: Experimentell und numerisch ermittelten Vertikalprofile im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators. a) zeigt an ausgewählten Positionen die Profile der mittleren Geschwindigkeit $U(y)$ und b) die korrespondierenden normierten Profile der \overline{uu} -Komponente. Die plasmainduzierte Volumenkraft $F_i(x, y)$ wird nach Gl. (6.2) bestimmt. Der Aktuator spezifische Produktionsterm F_{ij}^{pa} wird in dem modifizierten RSM nach Gl. (6.8) modelliert. Die experimentellen Daten werden bereitgestellt nach Kriegseis [94]. Zu beachten ist die unterschiedliche Teilung der Abszissen.

Geschwindigkeitsprofilen auf. Des Weiteren ist kein signifikanter Unterschied in den numerischen Geschwindigkeitsprofilen festzustellen. Letzteres ist ein nennenswertes Ergebnis, da das Hauptaugenmerk der unterschiedlichen Modellierungsansätze zur Beschreibung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung in der genauen numerischen Erfassung des induzierten Wandstrahls liegt.

Aus den hier vorgestellten Ergebnissen können die folgenden wesentlichen Erkenntnisse gewonnen werden:

- Die phasengemittelten PIV-Messungen zeigen, dass der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren durch einen hoch instationären Impulsaustausch gekennzeichnet ist. Im Wesentlichen kann dabei von einem quasi stationären Wandstrahl ausgegangen werden, welcher zusätzlich von turbulenten Schwankungsbewegungen überlagert wird.
- Die auf Basis der RANS-Gleichungen vorgestellte Modellformulierung (6.2) des plasmainduzierten Wandstrahls konnte mittels einer konventionellen RSM-Simulation validiert werden. Jedoch war es nicht möglich die Schwankungskomponenten der momentanen Geschwindigkeit im Wirkungsbereich des Aktuators zu erfassen.
- Erst durch die zusätzliche Berücksichtigung des hier vorgestellten Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen konnten die turbulenten Schwankungsbewegungen angemessen abgebildet werden. Dabei wurden keine relevanten Änderungen in den Geschwindigkeitsprofilen des numerisch berechneten Wandstrahls festgestellt.

Mit dem hier vorgestellten Modellvorschlag ist es möglich, den aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren in numerischen Simulationen adäquat abzubilden. Sowohl in den strömungsbeschreibenden RANS-Gleichungen als auch in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen konnten geeignete Modellgleichungen definiert werden.

7 Aktive Kontrolle der Vorderkantenablösung am NACA 0015 Profil

Im Fokus der folgenden Untersuchung steht der Einfluss des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms auf die Genauigkeit der Vorhersage numerischer Simulationen plasmabeeinflusster Strömungen. Die sowohl experimentell als auch numerisch durchgeführten Untersuchungen beschäftigen sich mit der aktiven Kontrolle einer Vorderkantenablösung am angeordneten NACA 0015 Profil. Die Hauptaufgabe eines Profils ist möglichst viel Auftrieb bei möglichst wenig Strömungswiderstand zu generieren. Für eine angelegte Profilmströmung kann mit Vergrößerung des Anstellwinkels α der Auftrieb zusätzlich erhöht werden. Jedoch wird durch Reibung der Strömung kinetische Energie entzogen und in Wärme umgewandelt. Der positive Druckgradient in Strömungsrichtung entlang der Profilkontur führt dazu, dass die Strömung zusätzlich verzögert wird. Infolgedessen kann die kinetische Energie in der Strömung dem aufgeprägten Druckanstieg nicht mehr entgegenwirken und es kommt zu einer erst mal nur lokalen Strömungsablösung von der Profiloberseite. Wird der Anstellwinkel weiter erhöht, tritt ab einem kritischen Anstellwinkel α_{krit} der Strömungsabriss ein und es bildet sich in Abhängigkeit von der Profilkontur und Reynoldszahl ein Rezirkulationsgebiet an der Profilkontur aus (s. Abb. 7.1). Dies führt zu einem plötzlichen Auftriebsverlust und geht mit einer Verminderung des aerodynamischen Leistungsvermögens einher. Um diesen unerwünschten Vorgang entgegenzuwirken, bedarf es Strömungskontrollmechanismen. Für das in dieser Arbeit untersuchte Profil wurden eine Vielzahl von konventionellen Kontrollmechanismen angewandt (vgl. Greenblatt und Wygnanski [52]). In den letzten Jahren konnte gezeigt werden, dass mittels Plasma-Aktuatoren sowohl die aerodynamische Leistung von Profilen als auch das Ablöseverhalten positiv beeinflusst werden kann. Ungeachtet ihres geringen Impulseintrags sind Plasma-Aktuatoren im Bereich der aktiven Strömungs- und Ablösekontrolle eine vielversprechende Alternative zu konventionellen Kontrollmechanismen (s. Moreau [132]), bspw. das aktive Absaugen/Ausblasen der Grenzschicht (s. Gad-el Hak [47]).

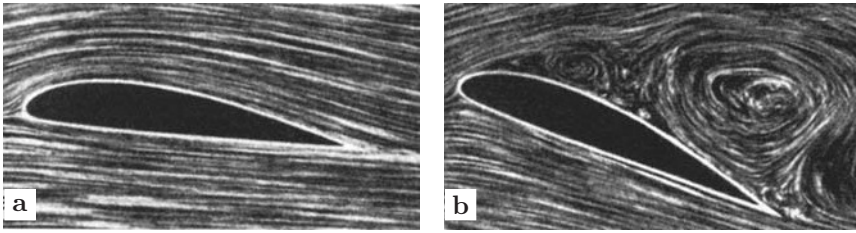


Abbildung 7.1: Strömung um ein Profil, nach L. Prandtl und O. Tiejens (1931). a) bei „gesunder“ Strömung und b) bei abgelöster Strömung (s. Schlichting [154]).

Betrachtet wird im Folgenden die abgelöste Strömung an einem angestellten NACA 0015 Profil. In Bereichen niedriger Reynolds-Zahlen ($Re_c \approx 10^4 - 10^5$) kann, trotz des geringen Impulseintrags des Plasma-Aktuators in die umgebende Strömung, eine Ablösekontrolle erzielt werden (s. Benard und Moreau [10], Corke und Post [24] und Jolibois *et al.* [79]). Die Untersuchungen von Jolibois *et al.* [79] haben dabei gezeigt, dass die Effektivität von Plasma-Aktuatoren gesteigert werden kann, wenn diese in unmittelbarer Nähe des Ablösepunktes platziert werden.

Bei den hier vorgestellten experimentellen Untersuchungen steht weniger die exakte aerodynamische Leistungsvermessung im Vordergrund, sondern im Wesentlichen die Überprüfung der Wirksamkeit der verwendeten Plasma-Aktuator-Konfiguration. Obwohl der Wirkungsgrad im gepulsten Aktuator-Betrieb deutlich gesteigert werden kann (s. Corke und Post [24] und Jolibois *et al.* [79]), wird an dieser Stelle eine Plasma-Aktuator-Konfiguration im kontinuierlichen Betrieb betrachtet. Hierdurch ist ein direkter Vergleich zu den korrespondierenden numerischen Untersuchungen mit einer über die Zeit gemittelten Volumenkraft gewährleistet. Die numerischen Untersuchungen haben das Ziel, sowohl die Güte des verwendeten Plasma-Aktuator-Modells in den strömungsbeschreibenden Gleichungen hervorzuheben als auch die Relevanz des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen zu demonstrieren.

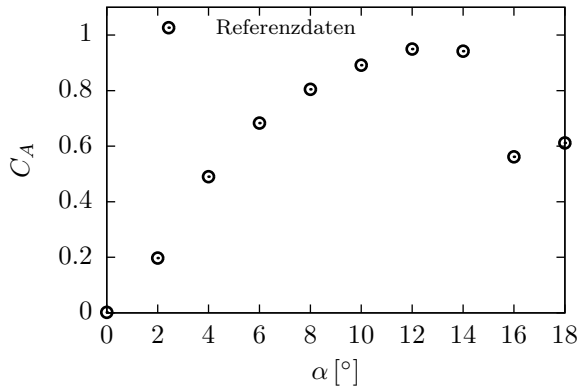


Abbildung 7.2: Verlauf des Auftriebsbeiwertes C_A in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α für das NACA 0015 Profil bei einer Reynolds-Zahl von $Re_c = 1.5 \times 10^5$ (Daten entnommen aus Greenblatt und Wygnanski [52]).

7.1 Experimentelle Geschwindigkeitsmessungen mittels PIV

Die experimentellen Untersuchungen werden an einem NACA 0015 Profil durchgeführt, da es sich besonders gut für die Grundlagenforschung eignet. Es handelt sich dabei um ein symmetrisches Profil, für das in der Literatur eine Vielzahl von Daten existiert. In Abbildung 7.2 ist für das NACA 0015 Profil die Entwicklung des Auftriebsbeiwertes C_A in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α aufgetragen (s. Greenblatt und Wygnanski [52]). Das Einsetzen der Strömungsablösung fällt in etwa mit dem maximalen Auftrieb des Profils zusammen (s. Schlichting [154]). Für kleine Anstellwinkel des NACA 0015 Profils ist ein linearer Anstieg des Auftriebs festzustellen. Für große Anstellwinkel nimmt der Auftrieb weiter zu, bis es bei einem kritischen Anstellwinkel $\alpha_{\text{krit}} = 16^\circ$ zum Strömungsabriss kommt und der Auftrieb stark abfällt. In den folgenden Untersuchungen zur Kontrolle einer abgelösten Profilmströmung wird daher nur die Profilmströmung bei dem kritischen Anstellwinkel α_{krit} näher betrachtet. Die experimentellen Ergebnisse der beeinflussten Strömung werden insbesondere hinsichtlich der Position ihres Ablösepunktes als Referenz zum Vergleich mit der numerischen Untersuchung herangezogen. Im Folgenden werden die Komponenten der PIV-Untersuchung zusammenfassend vorgestellt (s. Maden *et al.* [123]).

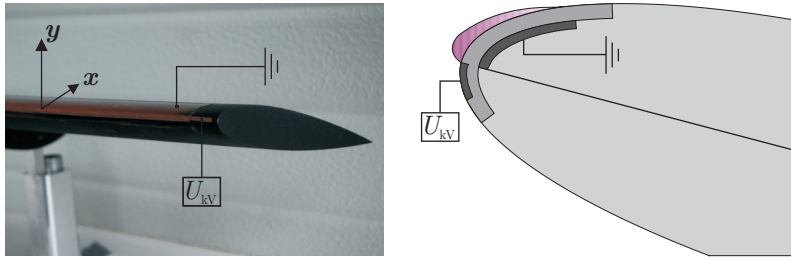


Abbildung 7.3: Aufnahme des NACA 0015 Profils mit Kanalkoordinatensystem (links) und schematische Zeichnung des Aktuator-Designs (rechts).

7.1.1 Aktuator-Konfiguration

Bei einem kritischen Anstellwinkel $\alpha_{\text{krit}} = 16^\circ$ und der Reynolds-Zahl $Re_c = 1.5 \times 10^5$ kommt es am NACA 0015 Profil zu einer Vorderkantenablösung der Strömung und es bildet sich ein Rezirkulationsgebiet über die gesamte Saugseite aus (s. Greenblatt und Wygnanski [52]). Um der Strömungsablösung entgegenzuwirken, muss zusätzlich Energie in die Grenzschicht eingebracht werden (vgl. Benard und Moreau [10] und Corke und Post [24]). Hierzu wurde der Plasma-Aktuator direkt an der Vorderkante angebracht und folgt dabei der Profilkontur über die gesamte Spannweite (s. Abb. 7.3a). Die verwendete Aktuator-Konfiguration induziert einen Wandstrahl in Hauptströmungsrichtung.

Zu Vergleichszwecken mit den vorangegangenen Untersuchungen in dieser Arbeit wird eine ähnliche Aktuator-Konfiguration gewählt. Der Aktuator wird mit einer kontinuierlichen sinusförmigen Spannung von 12 kV bei einer Frequenz von 11 kHz betrieben und entspricht in seiner Auslegung in etwa der in Tabelle 4.2 aufgeführten 12kV-Aktuator-Konfiguration. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 7.3b dargestellt und die geometrischen Abmessungen sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

7.1.2 Versuchsaufbau

Die experimentelle Untersuchung der Profilmströmung wurde am Eiffel-Windkanal der Technischen Universität Darmstadt durchgeführt. Die Abmessungen der Messstrecke des offenen Strömungskanals beträgt $L \times H \times B = 200 \times 45 \times 45 \text{ cm}^3$. Die Anströmgeschwindigkeit U_0 ist stufenlos von 0 bis 68 m/s einstellbar. Der Turbulenzgrad wurde in früheren Untersuchun-

7.1 Experimentelle Geschwindigkeitsmessungen mittels PIV

Komponente	Beschreibung	Eigenschaften
Profil	NACA 0015	$c = 127 \text{ mm}$, $w = 420 \text{ mm}$ $\alpha = 16^\circ$
Eiffel-Kanal	Messbereich	$L \times W \times H = 2000 \times 450 \times 450 \text{ mm}^3$ $U_0 = 17.5 \text{ m/s}$ $Re_c = \rho U_0 c / \mu = 1.5 \times 10^5$ $Tu_x = 0.2\%$
Plasma-Aktuator	DBD	$U_{pp} = 12 \text{ kV}$ $\varphi_{pa} = 11 \text{ kHz}$ (Sinus)
	Kupferelektroden	$w_1 = 2.5 \text{ mm}$, $w_2 = 10 \text{ mm}$ $L = 300 \text{ mm}$, $d_e = 70 \mu\text{m}$
	Dielectric (Kapton)	$d_d = 0.4 \text{ mm}$
Laser	Litron Laser	Nd:YLF $\lambda = 527 \text{ nm}$ Pulsdauer: 150 ns
Kamera	Phantom V12	$1024 \times 512 \text{ px}$ 10000 fps (single-frame) $N = 21 \times 10^3$ Aufnahmen
Objektiv	Carl Zeiss Auflösung/FOV	Brennweite: 50 mm , $f2.8$ 4.6 px/mm / $220 \times 110 \text{ mm}^2$
Seeding	DEHS-Partikel	Durchmesser $0.9 \mu\text{m}$
Software	PivTec GmbH	PIVview Version 3.5

Tabelle 7.1: Komponenten der 2D2C-PIV Untersuchungen der Profilumströmung im Eiffel-Windkanal der Technischen Universität Darmstadt (s. Maden *et al.* [123]).

gen je nach betriebener Geschwindigkeit ermittelt zu

$$Tu_x = \frac{\sqrt{u^2}}{U_0} \approx 0.12 - 0.26\% \quad (7.1)$$

In der vorliegenden Untersuchung beträgt die mittlere Geschwindigkeit auf halber Höhe der Messstrecke $U_0 = 17.5 \text{ m/s}$. Der entsprechende Turbulenzgrad in Strömungsrichtung beträgt in etwa $Tu_x \approx 0.2\%$.

Zur Aufnahme der Geschwindigkeitsinformationen kommt ein Hochgeschwindigkeits-PIV System, bestehend aus einem *Litron Nd:YLF* Laser und einer *Phantom V12* Hochgeschwindigkeitskamera mit einer maximalen Auflösung von $1280 \times 800 \text{ Pixel}^2$ zum Einsatz. Der Laserlicht-

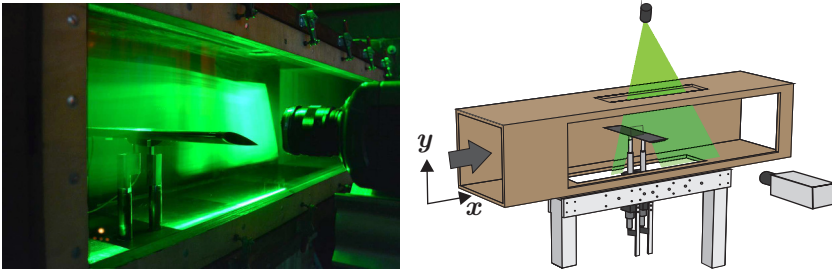


Abbildung 7.4: Aufnahme des PIV-Systems (links) und schematische Zeichnung des Versuchsaufbaus mit Kanalkoordinatensystem (rechts).

schnitt wird oberhalb der Messstrecke senkrecht zur Profilmittellinie¹ in der $x - y$ Ebene eingeführt, mit dem Ziel, die Partikel auf der Saugseite des Profils zu belichten. Hierdurch kommt es auf der Druckseite des Profils zu einem Schattenwurf, mit der Folge, dass für diesen Bereich keine Geschwindigkeitsinformationen vorliegen. Die Pulsdauer des Lasers beträgt 150 ns bei einem Zeitabstand zwischen den Aufnahmen von 100 μ s, was einer Frequenz von 10 kHz entspricht. Die Datenrate der Aufnahme wird so gewählt, dass sie der Pulswiederholrate des Lasers entspricht. Der äquidistante Zeitabstand zwischen den Aufnahmen gewährleistet, dass Bildpaare von allen gemessenen Zeitpunkten t_i einer Messreihe zur Auswertung herangezogen werden können (t_1, t_2 und $t_2, t_3 \dots t_{N-1}, t_N$). Um die gewünschte Aufnahmerate von 10 kHz zu erreichen, muss die Auflösung der Kamera auf 1024×512 Pixel² reduziert werden. Die Aufnahme der Profilmumströmung innerhalb des festgelegten Messfensters (FOV) von $220 \times 110 \text{ mm}^2$ wird somit bei einer Auflösung von 4.6 px/mm ermöglicht. Mit der gewählten Auflösung und einem internen Speicher von 16 GB können pro Aufnahme 21×10^3 Bilder aufgenommen werden. Das entspricht in etwa einer physikalischen Messzeit von 2.1 s. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Die Kenngrößen sind zusammengefasst in Tabelle 7.1 aufgelistet.

7.1.3 Datenanalyse

Für die Auswertung der einzelnen Aufnahmen wird die kommerzielle Software PivView 3.5 verwendet (s. Willert [181]). Hierbei wird, um die Genau-

¹Betrachtet wird hierbei die Mittellinie des nichtangestellten NACA 0015 Profils.

igkeit der Kreuzkorrelationen zu erhöhen, eine Multigridmethode verwendet. Ausgehend von großen Auswertefenstern (IA) 256×256 Pixel² wird die Fenstergröße schrittweise auf 24×24 Pixel² mit 50 % Überschneidung zwischen den Auswertefenstern verringert.

Die Geschwindigkeitsvektoren müssen zusätzlich noch auf Plausibilität geprüft werden. Daher werden Untersuchungen zur statistischen Signifikanz der experimentell bestimmten Daten vorgenommen. Eine Möglichkeit hierfür bietet die Betrachtung der Standardabweichung der Geschwindigkeit. Der zeitliche Mittelwerte der Strömung und der quadratische Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeiten, aus denen sich die Standardabweichung der momentanen Geschwindigkeiten ableiten lässt, sind wie folgt definiert:

$$U_i(x, y) = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^{N-1} \hat{U}_i(x, y, t_n) \quad (7.2)$$

$$\sigma_{\hat{U}_i} \equiv \sqrt{u_i^2(x, y)} = \sqrt{\frac{1}{N-2} \sum_{n=1}^{N-1} [\hat{U}_i(x, y, t_n) - U_i(x, y)]^2} \quad (7.3)$$

Wobei $\sigma_{\hat{U}_i}$ die Standardabweichung der momentanen Geschwindigkeiten ausdrückt und N für die Anzahl der Bildpaare steht. Für die Profilmströmung wird die statistische Signifikanz der experimentellen Daten analog zu den Untersuchungen von Kriegseis *et al.* [97] wie folgt überprüft. An vier charakteristischen Stellen im Geschwindigkeitsfeld wird in einem Bereich von 3×3 Auswertefenstern (IA) das arithmetische Mittel der dort vorliegenden Standardabweichung der momentanen Geschwindigkeit bestimmt und sein Verlauf über der steigenden Anzahl der Bildpaare untersucht. Die charakteristischen Stellen im Geschwindigkeitsfeld sind in Abbildung 7.5a illustriert und lassen sich in folgende vier Bereiche unterteilen. Punkt 1 beschreibt die Stelle der quasi ungestörten Anströmung auf der Saugseite des NACA 0015 Profils und Punkt 2 die Stelle in der abgelösten Scherschicht. Punkt 3 und Punkt 4 befinden sich im Rückströmgebiet, wobei erstgenannter im Bereich hoher Rückströmgeschwindigkeiten liegt. In Abbildung 7.5b ist das dazugehörige Konvergenzdiagramm für die unbeeinflusste Strömung dargestellt. Aufgetragen ist die Standardabweichung $\sigma_{\hat{U}}$ in Strömungsrichtung normiert mit der Anströmgeschwindigkeit U_0 . Der Verlauf zeigt, dass in allen vier charakteristischen Bereichen der Profilmströmung, ab einer Anzahl von 5×10^3 Bildpaaren, statistisch signifikante Ergebnisse vorliegen. Die hohe Zahl an benötigten Bildern erklärt sich durch die instationären Prozesse der abgelösten Profilmströmung, die für das NACA 0015 charak-

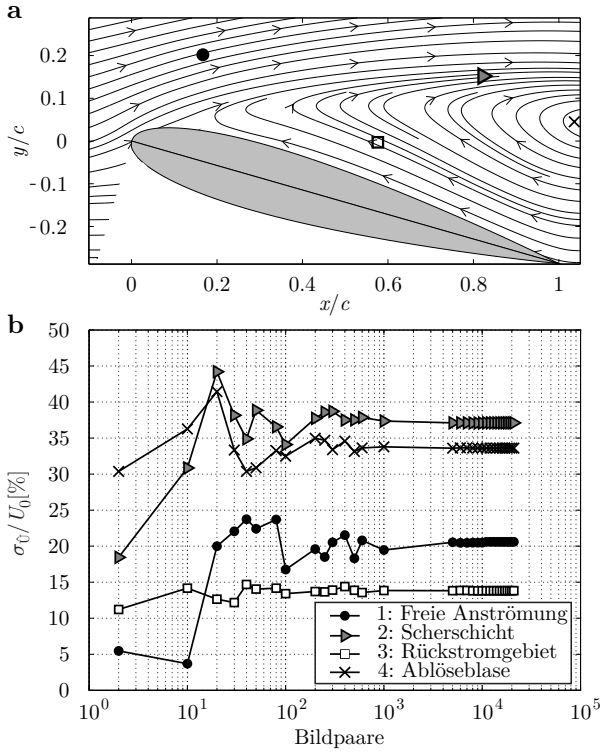


Abbildung 7.5: a) zeigt die vier charakteristischen Stellen im Bereich der Profilumströmung. b) Verlauf der statistischen Signifikanz über die Anzahl der Bildpaare an den ausgewählten Stellen.

teristisch sind.

Es ist an dieser Stelle noch anzumerken, dass im unmittelbaren Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators aufgrund des plasmatischen Leuchtens keine verlässlichen Daten erfasst werden können (vgl. Abb. 7.6). Daher wird dieser Bereich bei der Analyse der beeinflussten Strömung ausgelassen.

7.1.4 Versuchsergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt werden ausgewählte Ergebnisse der experimentellen Untersuchung dargestellt und diskutiert (s. Maden *et al.* [123]). Hierzu wird das Strömungsfeld anhand von zeitlich gemittelten PIV-Messungen

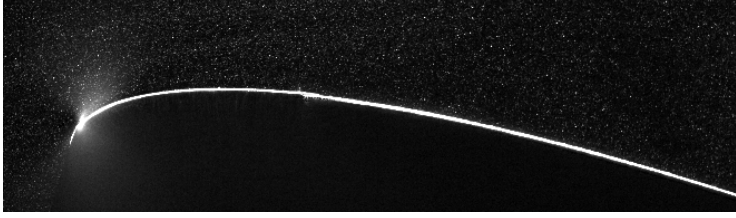


Abbildung 7.6: Rohbild der PIV Messung am angestellten NACA 0015 Profil. Die Reflexion entlang der Profiloberfläche sowie das plasmatypische Leuchten im Bereich der Vorderkante ist klar zu erkennen.

charakterisiert. Die 2D2C PIV-Untersuchung liefert Informationen für die Geschwindigkeitskomponenten $U(x, y)$ und respektive $V(x, y)$. Um aus den korrespondierenden Schwankungskomponenten die turbulente kinetische Energie zu bestimmen, wird die Annahme getroffen, dass die unbekannte $\overline{w w}$ -Komponente von der selben Größenordnung wie die $\overline{v v}$ -Komponente ist (s Cooper *et al.* [23]). Die turbulente kinetische Energie k bestimmt sich somit zu:

$$k(x, y) \approx \frac{\overline{u u}(x, y) + 2 \overline{v v}(x, y)}{2} \quad (7.4)$$

Wobei $\overline{u u}$ die in Hauptströmungsrichtung wirkende Reynolds-Spannungs-Komponente beschreibt und $\overline{v v}$ die zur Hauptströmungsrichtung normale Reynolds-Spannungs-Komponente ist. Die Komponenten können aus den experimentellen Daten entsprechend Gleichung (7.3) berechnet werden.

Im ersten Teilabschnitt werden die Ergebnisse der unbeeinflussten Strömung (ohne Aktuation) vorgestellt, im darauffolgenden Teilabschnitt werden die Ergebnisse der beeinflussten Strömung präsentiert.

Unbeeinflusste Strömung Abbildung 7.7 zeigt die zeitlich gemittelten Informationen der unbeeinflussten Strömung am NACA 0015 Profil für den hier untersuchten kritischen Anstellwinkel $\alpha_{\text{krit}} = 16^\circ$ bei einer Reynolds-Zahl von $Re_c = 1.5 \times 10^5$. In Abbildung 7.7a und 7.7b ist jeweils die horizontale U und vertikale Geschwindigkeitskomponente V der Profilmströmung aufgetragen. Aus den Abbildungen geht deutlich hervor, dass sich im zeitlichen Mittel ein Ablösegebiet auf der Saugseite ausbildet, das durch negative Werte der horizontalen Geschwindigkeitskomponente gekennzeichnet ist. Anhand der Stromliniendarstellung des Geschwindigkeitsfeldes in Abbildung 7.7f ist das Rezirkulationsgebiet klar zu erkennen. Es erstreckt

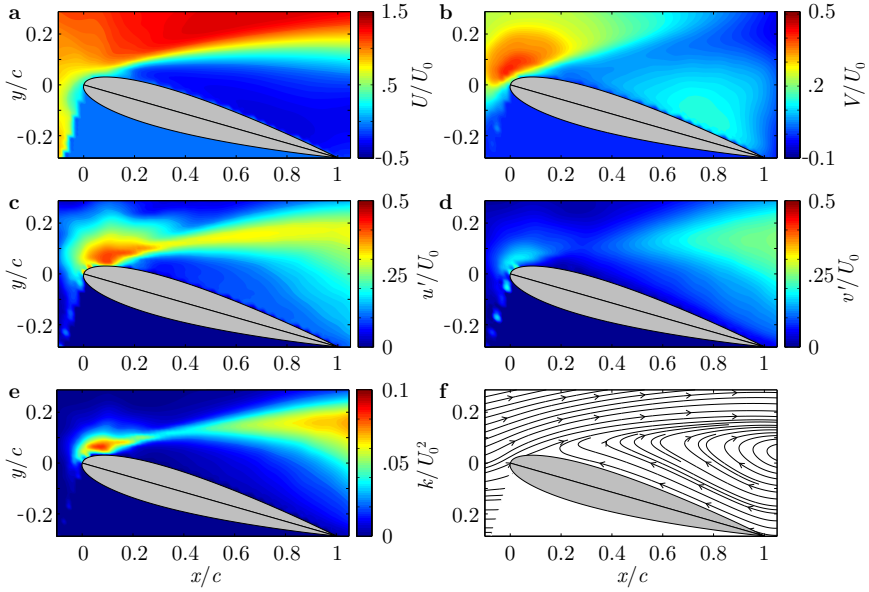


Abbildung 7.7: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsinformationen der unbeeinflussten Profilumströmung. a) zeigt die horizontale Geschwindigkeitskomponente U/U_0 , b) die vertikale Geschwindigkeitskomponente V/V_0 . Die Turbulenzintensität ist in c) für u'/U_0 respektive d) für v'/U_0 aufgetragen. e) zeigt die turbulente kinetische Energie $k = 0.5(\overline{u'u'} + \overline{v'v'})$ und f) die Stromliniendarstellung des Geschwindigkeitsfelds.

sich von der Profilverderrkante über die gesamte Saugseite bis in den Nachlauf und weist in etwa das zweieinhalbfache der Profildicke auf. Die obere Berandung des geschlossenen Rezirkulationsgebiets ist über die abgelösten Scherschicht gekennzeichnet. In Abbildung 7.7c und 7.7d ist jeweils die Turbulenzintensität u'/U_0 und v'/U_0 illustriert. Aus den Konturdiagrammen geht hervor, dass lediglich die $\overline{u'u'}$ -Komponente² der Reynoldsschen Spannungen einen Beitrag zur mittleren turbulenten kinetischen Energie k liefert und sich dabei auf den Bereich der Scherschicht beschränkt (s. Abb. 7.7e). Sowohl an der Profilsaugseite als auch in der freien Außenströmung fällt der Anteil der turbulenten kinetischen Energie deutlich geringer aus.

²Hierbei wird angenommen, dass die $\overline{w'w'}$ -Komponente des Reynolds-Spannungstensors von der selben Größenordnung ist wie die $\overline{v'v'}$ -Komponente (vgl. Cooper *et al.* [23]).

Beeinflusste Strömung Analog zur unbeeinflussten Strömung werden in Abbildung 7.8 die zeitlich gemittelten Informationen der beeinflussten Strömung dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass die verwendete Plasma-Aktuator-Konfiguration nicht in der Lage ist, die Strömung vollständig entlang der Profiltiefe anzulegen (s. Abb. 7.8a und Abb. 7.8b). Auf der Höhe der halben Profiltiefe macht sich ein Rückströmgebiet bemerkbar. Daher wird hier nur von einer Kontrolle der abgelösten Strömung gesprochen und nicht von einer Ablösekontrolle, bei der die Strömung wieder vollständig anliegt. Der zusätzliche Impulseintrag in die Grenzschicht führt zu einer Aufweitung der Scherschicht, das zusätzlich durch den Impulstransport zwischen den angrenzenden Strömungsgebieten verstärkt wird. Es werden sowohl schnellere Fluidteilchen abgebremst als auch langsamere Fluidteilchen beschleunigt und in Richtung der Scherschicht gezogen. Verbunden hiermit liegt in der Scherschicht eine höhere Turbulenzintensität vor (s. Abb. 7.8c und Abb. 7.8d). An der Vorderkante bildet sich ein Gebiet mit etwa doppelt so großer turbulenter kinetischer Energie k aus (s. Abb. 7.8e). Hierdurch besitzt die Scherschicht mehr Energie und ist in der Lage der Profilkontur besser zu folgen. Mit zunehmender Lauflänge entlang der Profilloberseite nimmt die turbulente kinetische Energie wieder ab und es stellt sich ein lokales Minimum an der Stelle $x/c \approx 0.3$ ein. Es kommt zu einem erneuten Anstieg der turbulenten kinetischen Energie, was auf ein zeitweises Ablösen der Strömung in diesem Bereich zurückzuführen ist. Ähnlich wie bei der unbeeinflussten Strömung kommt es zu einer Zunahme der turbulenten kinetischen Energie im hinteren Bereich des Profils. Diese fällt aber deutlich intensiver aus und deutet auf eine vermehrte instationäre Wirbelablösung in diesem Bereich. Die Stromliniendarstellung des Geschwindigkeitsfeldes in Abbildung 7.8f zeigt, dass im zeitlichen Mittel die Strömung im vorderen Bereich des Profils anliegt und im hinteren Bereich sich ein geschlossenes Rezirkulationsgebiet ausbildet, das sich ebenfalls bis in den Nachlauf erstreckt. Im Gegensatz zur unbeeinflussten Strömung fällt dieser Bereich jedoch kleiner aus und beträgt in etwa das zweifache der Profildicke.

Abbildung 7.9 zeigt die Entwicklung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile entlang der Profilsaugseite stromab des Wirkungsbereichs des Plasma-Aktuators. Gegeneinander aufgetragen sind die Profile der unbeeinflussten Strömung und die der beeinflussten Strömung. Im beeinflussten Fall lässt sich eine Kontrolle der abgelösten Strömung bis zur Stelle $x/c \approx 0.4$ feststellen (s. Abb. 7.9b). Des Weiteren ist eine Verringerung der Größe des Rezirkulationsgebietes und eine Verminderung der Rückströmgeschwindigkeiten für die beeinflusste Strömung klar zu erkennen.

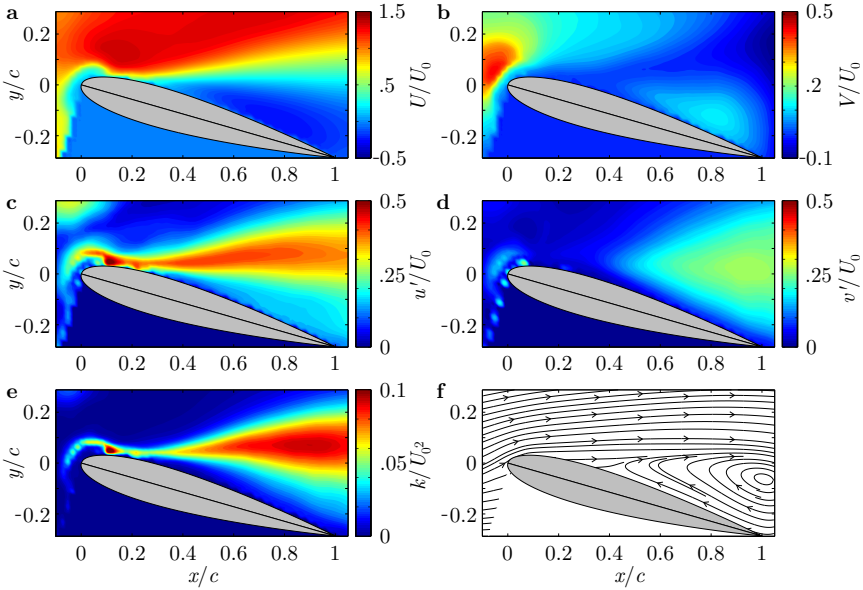


Abbildung 7.8: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsinformationen der beeinflussten Profilumströmung. a) zeigt die horizontale Geschwindigkeitskomponente U/U_0 , b) die vertikale Geschwindigkeitskomponente V/V_0 . Die Turbulenzintensität ist in c) für u'/U_0 respektive d) für v'/U_0 aufgetragen. e) zeigt die turbulente kinetische Energie $k = 0.5(\overline{u'u'} + \overline{v'v'})$ und f) die Stromliniendarstellung des Geschwindigkeitsfelds.

7.2 Korrespondierende RANS-RSM-Simulationen

Vergleichsbasis der folgenden numerischen Berechnungen sind die experimentell gefundenen Ergebnisse zur aktiven Kontrolle der Vorderkantenablösung. Hierbei wird der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren, sowohl in den strömungsbeschreibenden RANS-Gleichungen als auch in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen untersucht.

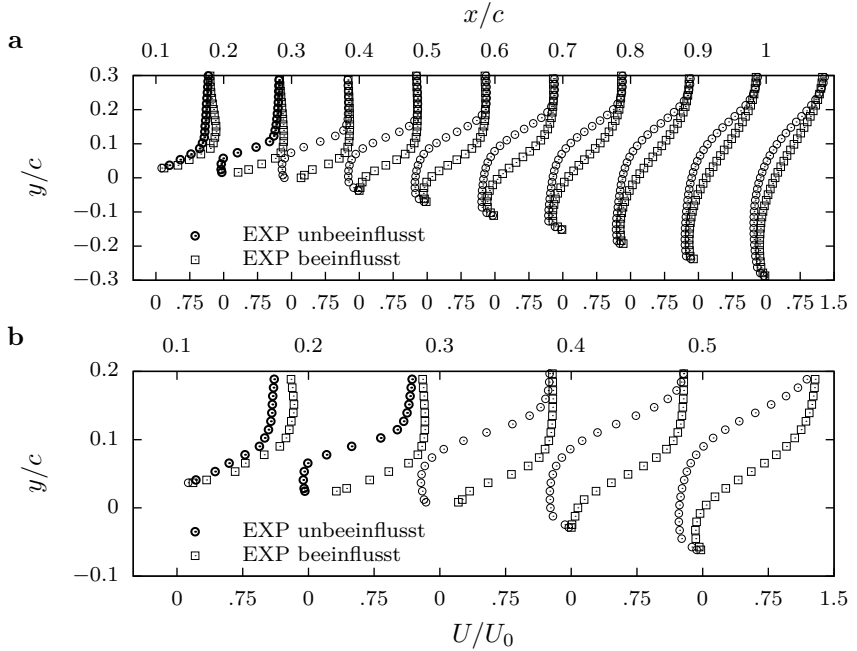


Abbildung 7.9: (a) Entwicklung der experimentell bestimmten Geschwindigkeitsprofile U/U_0 entlang der Profilaugseite. Aufgetragen sind die Profile der unbeeinflussten Strömung und die Profile der beeinflussten Strömung. (b) Zur besseren Veranschaulichung ist nur die vordere Profilhälfte dargestellt.

7.2.1 Numerisches Setup

Die numerischen Berechnungen werden mittels der konventionellen RANS-Methode durchgeführt.

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_i u_j}) + \frac{1}{\rho} F_i \quad (7.5)$$

Der unbekannte Reynolds-Spannungs-Tensor aus Gleichung (7.5) wird über das Lösen seiner Transportgleichung (6.4) im Einklang mit dem Reynolds-Spannungs-Modell nach Jakirlić und Maduta [72] berechnet. Die Druck-Geschwindigkeits-Kopplung wird über das SIMPLE-Verfahren realisiert.

Die Approximation der konvektiven Flüsse wird über die Flux-Blending Methode bestimmt. Die diffusiven Flüsse werden über eine lineare Approximation zweiter Ordnung diskretisiert, während für alle turbulenten Größen ein Verfahren erster Ordnung gewählt wird (s. Abschn. 2.3.1). Der letzte Term der rechten Seite in Gleichung (7.5) beschreibt die plasmainduzierte Volumenkraft und wird über die erweiterte fluidmechanische Modellformulierung nach Gleichung (6.3) entsprechend der im Experiment ausgelegten Plasma-Aktuator-Konfiguration bestimmt (s. Tabelle 7.1).

Das zweidimensionale numerische Lösungsgebiet setzt sich zusammen aus einem Einlasskanal mit der Länge $7c$, der Messstrecke zu $1c$ und einem entsprechend langen Auslasskanal von $12c$. Die Kanalwände werden entsprechend den Abmessungen aus Tabelle 7.1 gewählt. Für die numerische Auflösung des Rechengebiets werden in etwa 125×10^3 Gitterzellen verwendet. Hierbei wurde das numerische Gitter in unmittelbarer Wandnähe verfeinert, sodass der wandnächste Gitterpunkt innerhalb der viskosen Unterschicht liegt und für den dimensionslosen Wandabstand $y^+ < 1$ erfüllt ist. Die mittleren Geschwindigkeitsprofile und die Profile der turbulenten Transportgrößen werden am Einlass entsprechend einer vollständig entwickelten Kanalströmung bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 1.5 \times 10^5$ und einem Turbulenzgrad von $Tu = 0.2\%$ gesetzt. Für die Randbedingungen am Auslass wird für den Druck atmosphärischer Druck gewählt, während für alle anderen abhängigen Variablen die *Null-Gradienten* Bedingung gefordert wird.

7.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Im Folgenden werden die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen der Umströmung eines mit $\alpha = 16^\circ$ angestellten NACA 0015 Profils bei einer Reynolds-Zahl von $Re_c = 1.5 \times 10^5$ diskutiert. Hierbei werden die Simulationen der unbeeinflussten Strömung denen der beeinflussten gegenübergestellt und mit den experimentell gefundenen Ergebnissen in Relation gesetzt. Die numerischen Ergebnisse der beeinflussten Strömung werden dabei in die Simulation mit dem ursprünglichen Reynolds-Spannungs-Modell und in die Simulation mit dem modifizierten Reynolds-Spannungs-Modell unterteilt. Im letzteren wird der Plasma-Aktuator spezifische Produktions-term F_{ij}^{pa} als zusätzlicher Term in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen berücksichtigt. Hierzu werden der Modellgleichung (6.8) die in Gleichung (7.5) bereitgestellte Volumenkraftverteilung F_i und die Aktuator-Betriebsfrequenz φ_{pa} als Modellparameter übergeben. In beiden Simulationen wird in den strömungsbeschreibenden Gleichungen (7.5) die

identische Volumenkraftverteilung F_i verwendet. Um die numerischen Ergebnisse quantitativ miteinander vergleichen zu können, wird die Wandschubspannung τ_w herangezogen:

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial n} \right|_w, \quad (7.6)$$

wobei $\mu = \nu \rho$ die dynamische Viskosität ist und der zweite Term die Ableitung der Tangentialkomponente U der Geschwindigkeit in wandnormaler Richtung n an der Wand beschreibt. Im stationären zweidimensionalen Fall gilt als hinreichende Bedingung für die Strömungsablösung das Verschwinden der Wandschubspannung $\tau_w = 0$ (s. Schlichting [154] Abschn. 2.6) und ist gleichbedeutend mit:

$$\left. \frac{\partial U}{\partial n} \right|_w = 0 \quad (7.7)$$

Hierdurch ist die Möglichkeit gegeben, den Alösepunkt in den numerischen Untersuchungen exakt zu bestimmen.

Unbeeinflusste Strömung Abbildung 7.10 zeigt die numerisch berechneten Ergebnisse der unbeeinflussten Umströmung am NACA 0015 Profil. Dargestellt sind die horizontale respektive vertikale Geschwindigkeitskomponente U und V (s. Abb. 7.10a und 7.10b) und die Stromliniendarstellung der Geschwindigkeitsverteilung (s. Abb. 7.10f). Zusätzlich sind die Turbulenzintensitäten u' , v' und die turbulente kinetische Energie k mit abgebildet (s. Abb. 7.10c, 7.10d und 7.10e). Die Simulationsergebnisse können die experimentell gefundenen Ergebnisse in Abbildung 7.7 qualitativ gut nachbilden. Die Vorderkantenablösung ist auch in den numerischen Berechnungen zu erkennen sowie das über das Profil geschlossene und sich bis in den Nachlauf erstreckende Rezirkulationsgebiet. Im Bereich der abgelösten Scherschicht stellt sich abweichend vom Experiment eine insgesamt niedrigere Turbulenzintensität ein. Außerdem fällt die Größe der Rezirkulationszone in vertikaler Richtung im Gegensatz zum Experiment kleiner aus, was sich durch eine Verlagerung des Wirbelzentrums in Richtung des Profils bemerkbar macht. Verbunden hiermit ist eine Verringerung der Rückströmungsgeschwindigkeiten im hinteren Bereich der Rezirkulationszone.

In Abbildung 7.11 ist zusätzlich zur experimentell bestimmten Auftriebspolare der Auftriebsbeiwert für die numerisch untersuchte Konfiguration der unbeeinflussten Profilumströmung aufgetragen. Trotz der Unterschiede zwischen dem experimentell gefundenen und dem numerisch berechneten

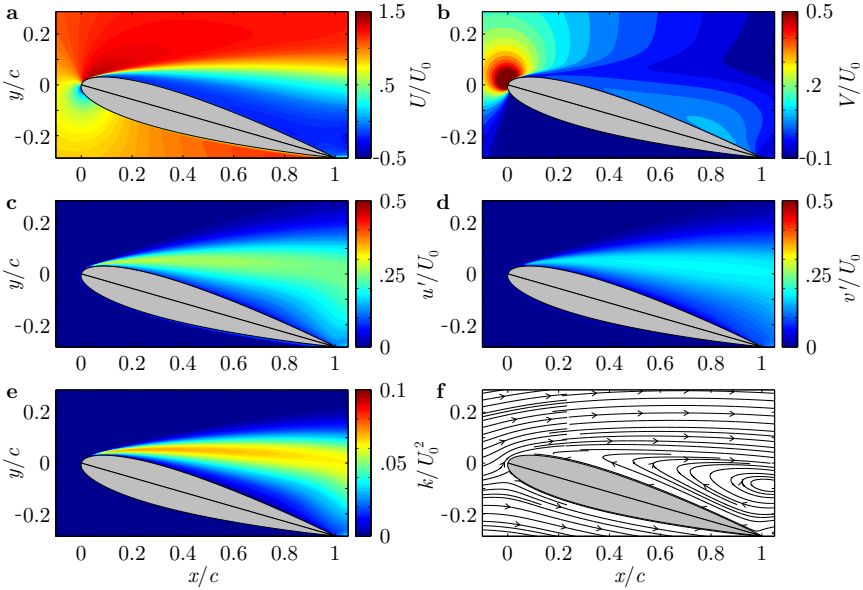


Abbildung 7.10: Numerisch berechnetes Geschwindigkeitsfeld der unbeeinflussten Profilumströmung. a) zeigt die horizontale Geschwindigkeitskomponente, b) die vertikale Geschwindigkeitskomponente. Die Turbulenzintensität ist in c) für u'/U_0 respektive d) für v'/U_0 aufgetragen. e) zeigt die turbulente kinetische Energie $k = 0.5(\overline{u'u'} + 2\overline{v'v'})$ und f) die Stromliniendarstellung des Geschwindigkeitsfelds.

Strömungsbild ist eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen hinsichtlich des Auftriebsbeiwertes festzustellen.

Beeinflusste Strömung Abbildung 7.12a zeigt die Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile entlang der Saugseite des NACA 0015 Profils an ausgewählten Positionen. Gegeneinander aufgetragen sind die Geschwindigkeitsprofile der unbeeinflussten Strömung und die der beeinflussten Strömung. Sowohl mit dem RSM in seiner ursprünglichen Form als auch mit dem modifizierten RSM, unter Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms, macht sich in Übereinstimmung mit dem Experiment ein ähnlicher Effekt bemerkbar (vgl. Abb. 7.9). In den numerischen Untersuchungen ist in beiden Fällen eine Kontrolle der abgelösten Strömung

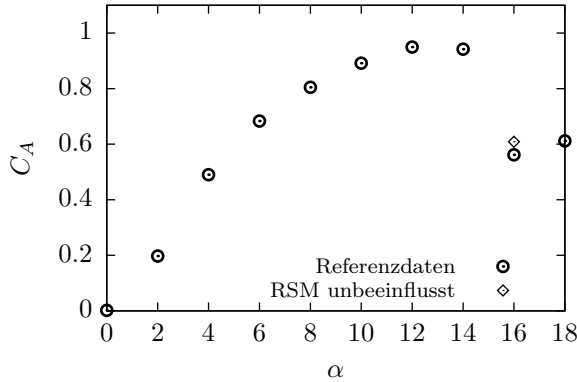


Abbildung 7.11: Aufgetragen ist der numerisch berechnete Auftriebsbeiwert C_A über den kritischen Anstellwinkel $\alpha = 16^\circ$ der unbeeinflussten Profilströmung. Zu Vergleichszwecken ist der Verlauf der experimentell gefundenen Auftriebsbeiwerte mit aufgetragen (Daten entnommen aus Greenblatt und Wygnanski [52] vgl. Abb. 7.2).

mung zu erkennen, die im Fall mit dem modifizierten RSM stärker ausfällt (vgl. Abb. 7.12b).

Wie in den vorangegangenen experimentellen Untersuchung der Plasma-Aktuator induzierten Kraft gezeigt wurde (vgl. Kapitel 6), kommt es im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators infolge der stationären Kraftgenerierung zu einer lokalen Erhöhung der $\bar{u}\bar{u}$ -Komponente. In den korrespondierenden numerischen Berechnungen konnten diese über eine zeitlich gemittelte Volumenkraftverteilung in Verbindung mit dem modifizierten RSM sowohl quantitativ als auch qualitativ gut abgebildet werden. Inwiefern sich der Plasma-Aktuator spezifische Produktionsterm F_{ij}^{pa} auch auf die Reynoldsschen Spannungen der überlagerten Profilumströmung auswirkt, soll im Folgenden untersucht werden. In Abbildung 7.13 sind für die numerisch untersuchten Konfigurationen die Profile der in Hauptströmungsrichtung wirkenden Reynolds-Spannungs-Komponente an zwei ausgewählten Positionen dargestellt. In Abbildung 7.13a ist das $\bar{u}\bar{u}$ -Profil direkt im Wirkungsbereich des Aktuators aufgetragen ($x/c = 0.05$) und in Abbildung 7.13b stromab dazu an der Stelle $x/c = 0.1$. Als erstes wird die beeinflusste Strömung ohne den Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterm betrachtet.

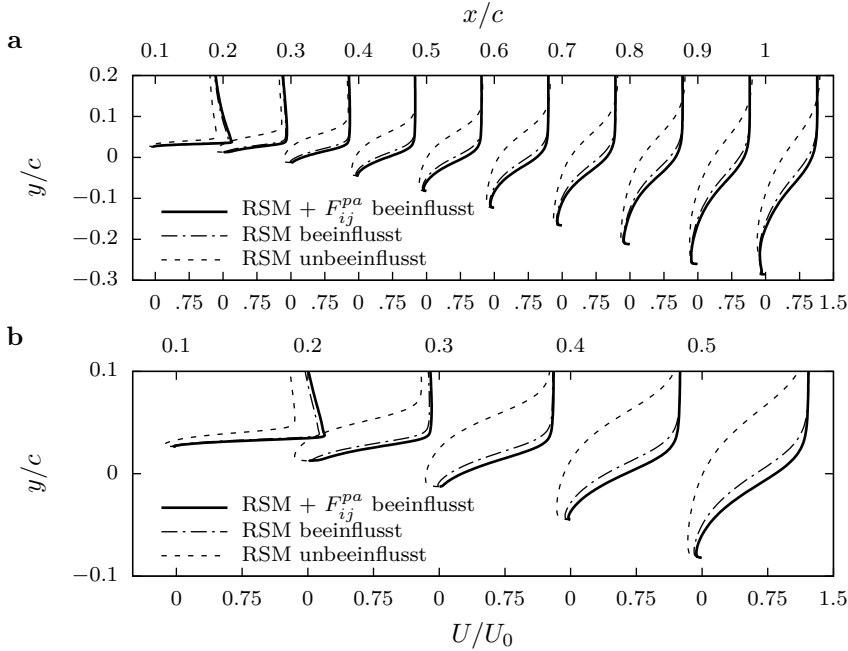


Abbildung 7.12: a) Entwicklung der numerisch berechneten Geschwindigkeitsprofile U/U_0 entlang der Profilsaugseite. Aufgetragen sind die Geschwindigkeitsprofile der unbeeinflussten Strömung und die der beeinflussten Strömung jeweils mit und ohne Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms F_{ij}^{pa} . b) Zur besseren Veranschaulichung ist nur die vordere Profilhälfte dargestellt.

Konventionelle RSM-Simulation Infolge des vom Plasma-Aktuator induzierten Wandstrahls wird der Impulsverlust in der Grenzschicht mittels konstanter Impulszufuhr ausgeglichen. Hierdurch kommt es aufgrund des größeren Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe zu einer zusätzlichen Produktion der Reynoldsschen Spannungen in der Grenzschicht. Infolgedessen bildet sich im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators ein Gebiet mit höheren Spannungen im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung aus (s. Abb. 7.13a). In Abbildung 7.14 sind für die untersuchten Konfigurationen die Konturdiagramme der turbulenten kinetischen Energie k aufgetragen. Abbildung 7.14b zeigt, dass in der beeinflussten Strömung höhere turbulente Schwankungsbewegungen in der Scherschicht auftreten.

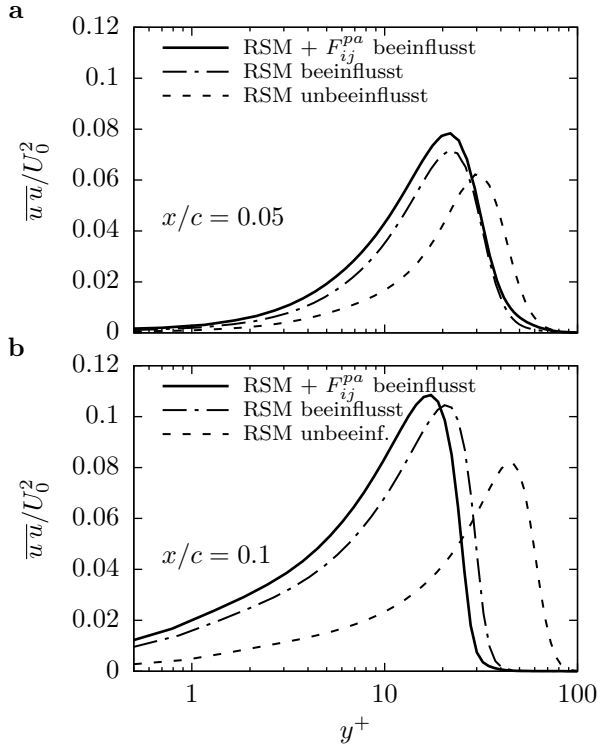


Abbildung 7.13: Normierte Profile der \overline{uu} -Komponente über den dimensionslosen Wandabstand y^+ . a) innerhalb des Wirkungsbereichs des Plasma-Aktuators ($x/c = 0.05$) und b) stromab dazu ($x/c = 0.1$). Gegen- einander aufgetragen sind die Profile der unbeeinflussten Strömung und die der beeinflussten Strömung, jeweils mit und ohne Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms F_{ij}^{pa} .

Dies hat zur Folge, dass die Vermischungsvorgänge zwischen der impulsreichen Außenströmung und der impulsarmen Grenzschicht verstärkt werden, was zu einer Kontrolle der abgelösten Strömung führt. Hierdurch stellt sich ein deutlich verändertes Strömungsbild ein (vgl. Abb. 7.12), das sich seinerseits auf das Turbulenzverhalten der gesamten Profilumströmung auswirkt.

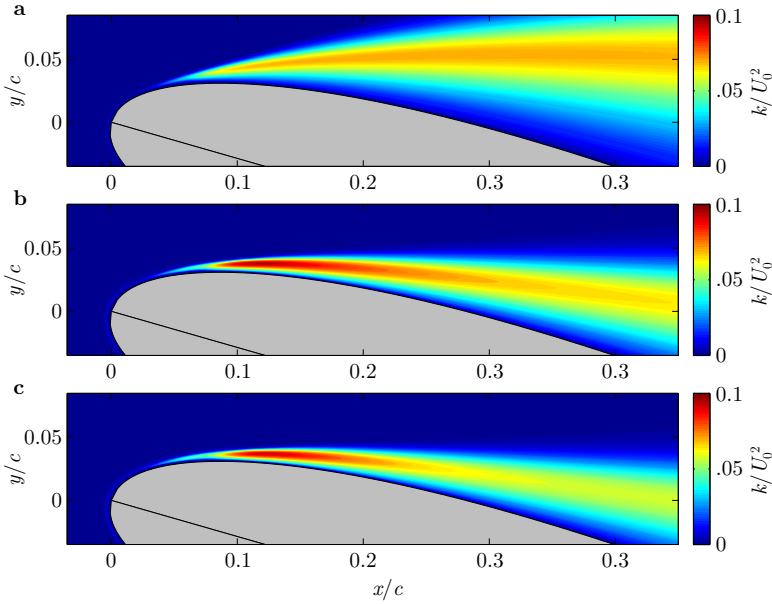


Abbildung 7.14: Konturdiagramme der turbulenten kinetischen Energie für die a) unbeeinflusste Profilumströmung, b) der mittels kontinuierlichen Impulseintrag beeinflussten Strömung und c) unter zusätzlicher Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms.

Modifizierte RSM-Simulation Unter Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms F_{ij}^{pa} in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen, macht sich eine zusätzliche Erhöhung der $\overline{u\overline{u}}$ -Komponente im Wirkungsbereich des Aktuators bemerkbar (s. Abb. 7.13a). Diese kann aufgrund des in Hauptströmungsrichtung induzierten Wandstrahls auch stromab davon noch festgestellt werden (s. Abb. 7.13b). Im Vergleich zur konventionellen RSM-Simulation stellt sich ein ähnliches Niveau der turbulenten kinetischen Energie im vorderen Teil der Saugseite ein (s. Abb. 7.14c), nimmt aber mit zunehmender x -Koordinate schneller ab und lässt auf eine über die Profiltiefe kontrolliertere Strömung schließen.

In Abbildung 7.15 ist die Verteilung der Wandschubspannung entlang der Profilsaugseite für alle drei Konfigurationen aufgetragen. Infolge des ansteigenden Druckgradienten, welcher von der Außenströmung der Grenz-

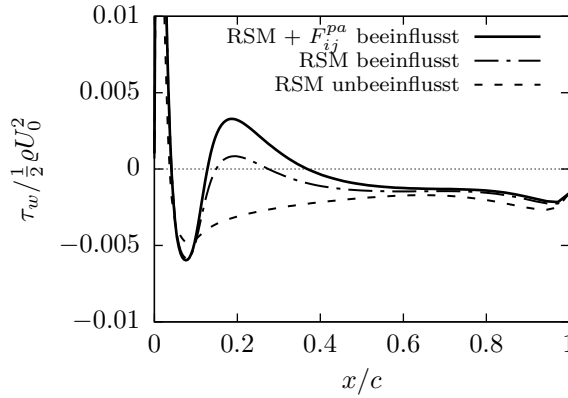


Abbildung 7.15: Verlauf der entdimensionierten Wandschubspannung entlang der Profilsaußenseite der numerischen Simulation für alle drei Profil-konfigurationen.

schicht aufgeprägt ist, wechselt das Vorzeichen des Geschwindigkeitsgradienten senkrecht zur Wand ($\tau_w \approx 0$) an der Stelle $x/c \approx 0.05$ und geht mit einer Ablösung der Grenzschicht einher. Für die unbeeinflusste Strömung stellt sich stromab des Ablösepunktes ein vollständig abgelöster Strömungszustand ein ($\tau_w < 0$). In den beeinflussten Fällen kommt es zu einem Wiederanlegen der Strömung auf der Höhe $x/c \approx 0.15$, gefolgt von einer endgültigen Strömungsablösung für die konventionelle RSM-Simulation an der Stelle $x/c \approx 0.28$, welche für die modifizierte RSM-Simulation weiter stromab an der Stelle $x/c \approx 0.37$ berechnet wird. Im Vergleich liegt letzterer deutlich näher am experimentell gefundenen Ablösepunkt ($x/c \approx 0.4$ vgl. Abb. 7.9b).

In Tabelle 7.2 sind die Auftriebsbeiwerte der numerischen Untersuchungen aufgelistet. Für die beeinflusste Strömung ist in beiden Fällen ein deutlicher Anstieg des Auftriebsbeiwertes im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung zu erkennen. Die Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms F_{ij}^{pa} erhöht den Auftriebsbeiwert um weitere 11.45 %.

Aus den hier vorgestellten numerischen Untersuchungen geht folgendes hervor:

- Der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren auf die abgelöste Profilumströmung kann allein mittels seiner Volumenkraftverteilung $F_i(x, y)$ in den strömungsbeschreibenden Gleichungen qualitativ gut

	Referenzdaten	RANS-RSM-Simulationen		
	Unbeeinflusst	Unbeeinflusst	Beeinflusst	+ F_{ij}^{pa}
14°	0.942	–	–	–
16°	0.562	0.609	0.856	0.926

Tabelle 7.2: Numerisch berechneter Auftriebsbeiwert C_A für den kritischen Anstellwinkel $\alpha = 16^\circ$. Zu Vergleichszwecken sind die experimentell gefundenen Auftriebsbeiwerte der unbeeinflussten Strömung mit aufgelistet (Daten entnommen aus Greenblatt und Wygnanski [52] vgl. Abb. 7.2)).

abgebildet werden. Eine Kontrolle der abgelösten Strömung konnte dabei erzielt werden.

- Ein quantitativer Vergleich der Ergebnisse hinsichtlich des Ablösepunktes zeigt jedoch, dass zwischen numerischer Vorhersage und experimenteller Untersuchung eine deutliche Diskrepanz vorliegt ($\Delta x/c \approx 12\%$).
- Erst durch die zusätzliche Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms F_{ij}^{pa} in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen konnte eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen dem numerisch berechneten Ablösepunkt und dem experimentell gefundenen Ablösepunkt erreicht werden ($\Delta x/c \approx 3\%$).

Die numerischen Untersuchungen haben gezeigt, dass die leichte Erhöhung der in \overline{uu} -Komponente im Wirkungsbereich des Plasma-Aktuators zusätzlich den Effekt der konstanten Impulszufuhr auf das Ablöseverhalten der Strömung begünstigt. Eine mögliche Schlussfolgerung daraus könnte sein, dass die Wirkungsweise von Plasma-Aktuatoren für die Kontrolle der Vorderkantenablösung am angestellten NACA 0015 Profil von zwei wesentlichen Mechanismen gesteuert wird:

- Der infolge der induzierten Volumenkraft quasi konstanten Impulszufuhr in die Grenzschicht.
- Der infolge des instationären Kraftgenerierungs-Prozesses erhöhten turbulenten Durchmischung der Grenzschicht.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit war es, den aerodynamischen Effekt von DBD Plasma-Aktuatoren im Rahmen numerischer Simulationen turbulenter Strömungen möglichst adäquat abzubilden. Hierzu wurde ein auf zeitlich gemittelten PIV-Daten basierendes robustes, anwenderfreundliches und im Vergleich zu bereits bestehenden phänomenologischen Modellen, zielführendes empirisches Modell entwickelt. Aus experimentell gewonnenen Geschwindigkeitsinformationen wurde mit Hilfe strömungsbeschreibender Gleichungen retroaktiv die plasmainduzierte Volumenkraft bestimmt. Ein funktionaler Zusammenhang zwischen aufgebrachter Kraft und resultierender Geschwindigkeit wurde dabei über geeignete mathematische Ansatzfunktionen identifiziert und in ein empirisches Modell überführt.

Eine Gegenüberstellung der verschiedenen Herangehensweisen zur Beschreibung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung zeigt unmissverständlich die Schwächen der in der veröffentlichten Literatur am häufigsten aufgeführten phänomenologischen Modelle. Innerhalb des Wirkungsbereichs des Plasma-Aktuators weist der Verlauf der Geschwindigkeitsprofile des induzierten Wandstrahls eine deutliche Diskrepanz zwischen den numerisch berechneten Profilen und den experimentellen Vergleichsdaten auf. Erst außerhalb des Wirkungsbereichs können die phänomenologischen Modelle qualitativ den Verlauf der Referenzprofile abbilden. Die fluidmechanischen Modelle und das darauf beruhende empirische Modell erreichen im gesamten betrachteten Bereich eine qualitativ und quantitativ sehr gute Übereinstimmung mit relevanten Referenzdaten.

Das empirische Modell der plasmainduzierten Volumenkraft wurde anschließend auf ein aktuelles Problem der Strömungsmechanik, der Druckrückgewinnung einer dreidimensionalen Diffusorströmung, angewandt. Die numerischen Simulationen wurden den experimentellen Untersuchungen angepasst, um sowohl das empirische Modell zu validieren als auch nicht gemessene Größen bereitzustellen und so zusätzliche Informationen über die manipulierte Diffusorströmung zu gewinnen. In Verbindung mit einem wirbelauflösenden Reynolds-Spannungs-Modell konnten die experimentell gefundenen Verläufe des Druckbeiwertes qualitativ gut abgebildet werden. Aus dieser Studie lässt sich schlussfolgern, dass die empirische

Modellformulierung zur Beschreibung der plasmainduzierten Volumenkraftverteilung die Stärken beider Methoden – die Genauigkeit der fluidmechanischen Modelle und die Flexibilität der phänomenologischen Modelle – vereint. Hierdurch scheint eine numerische Untersuchung sensitiver Strömungsprobleme möglich, bei denen über den Integralwert der Kraft hinaus auch das genaue zweidimensionale Profil der Kraft maßgebend ist (bspw. der Einfluss von Plasma-Aktuatoren auf die Rezeptivität laminarer Grenzschichten oder deren Einfluss auf die Verzögerung der laminar-turbulenten Transition, vgl. Kriegseis *et al.* [99]).

Mit Hilfe einer phasengemittelten PIV-Untersuchung war es möglich, die „zeitliche“ Entwicklung des plasmainduzierten Wandstrahls zu analysieren und zu bewerten. Die aus den bisherigen Überlegungen getroffene Annahme einer quasi stationären Wandstrahl-Konfiguration konnten dabei bestätigt werden. Allerdings zeigt die zeitliche Entwicklung der plasmainduzierten Volumenkraft einen stark fluktuierenden positiven und negativen Anteil auf, der auf die instationäre Wechselwirkung der elektrostatischen Kraft mit dem umgebenden Fluid zurückgeführt werden konnte. Dabei wurde ein signifikanter Einfluss auf die turbulenten Schwankungsgrößen festgestellt, die hierbei Werte von bis zu 30% der maximalen Wandstrahlgeschwindigkeit erreichten. Ähnliche Ergebnisse wurden auch in den der empirischen Modellformulierung zugrunde liegenden, zeitlich gemittelten PIV-Untersuchungen beobachtet. In den entsprechenden numerischen Untersuchungen war es jedoch nicht möglich, diese turbulenten Schwankungsgrößen mit der in den strömungsbeschreibenden Gleichungen abgebildeten Plasma-Aktuator-Modellen zu erfassen.

Diese Erkenntnisse lassen unmittelbar darauf schließen, dass die bisherige Betrachtungsweise, den aerodynamischen Effekt von Plasma-Aktuatoren lediglich in den strömungsbeschreibenden RANS-Gleichungen zu modellieren, nicht ausreichend ist. Aufgrund dieser Tatsache wurde in der vorliegenden Arbeit erstmals der Einfluss von Plasma-Aktuatoren auf die Produktion der Turbulenz in numerischen Simulationen untersucht. Dieser Einfluss konnte in den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen über einen zusätzlichen Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterm erfasst werden. In der erweiterten Form des Reynolds-Spannungs-Modells ließ sich dieser Term erfolgreich über eine Modellgleichung abbilden. Im Vergleich zu seiner Grundform konnte mit dem modifizierten Reynolds-Spannungs-Modell ein signifikanter Anstieg der turbulenten Schwankungsgrößen innerhalb des betrachteten Strömungsbereichs erreicht werden sowie eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Vergleichsdaten erzielt werden.

Die Arbeit schließt mit den experimentellen und numerischen Untersuchungen einer abgelösten Profilmströmung. Anhand von Geschwindigkeitsmessungen war es bei einem kritischen Anstellwinkel von 16° mit der untersuchten Plasma-Aktuator-Konfiguration möglich, eine Kontrolle der Vorderkantenablösung zu erreichen. Der Ablösepunkt wurde dabei um bis zu 40% der Profiltiefe stromab verschoben. Die begleitenden numerischen Simulationen zeigen, dass erst mit Hilfe des modifizierten Reynolds-Spannungs-Modells – unter Berücksichtigung des Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterms – eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Ablösepunkt möglich ist.

Erst diese adäquate Abbildung der aerodynamischen Effekte von Plasma-Aktuatoren macht es möglich, dass numerische Untersuchungen plasmamanipulierter Strömungen in der Lage sind, für weitere relevante Problemstellungen Vorhersagen zu treffen und so das Verständnis der zugrundeliegenden Wirkmechanismen von Plasma-Aktuatoren zu erweitern.

In den hier vorgestellten numerischen Untersuchungen turbulenter Strömungen ließ sich der aerodynamische Effekt von Plasma-Aktuatoren sowohl in den strömungsbeschreibenden RANS-Gleichungen (2.8) als auch erstmals in den Transportgleichungen (2.11) der Reynoldsschen Spannungen erfolgreich abbilden. Der Einfluss der plasmainduzierten Volumenkräfte auf die Modellierung des Umverteilungsprozesses unter den Reynolds-Spannungs-Komponenten wurde in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt. In den Transportgleichungen der Reynoldsschen Spannungen stellt, in der beschreibenden Gleichung des Umverteilungsprozesses $\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,3} + \Phi_{ij}^w$, der dritte Term die Umverteilung unter den turbulenten Spannungskomponenten durch die Wechselwirkung zwischen dem Feld der Druckschwankungen und dem Feld der Volumenkräfte dar. Über den Ausdruck von Rotta [147, 148] für den fluktuierenden Druck kann der Term wie folgt modelliert werden:

$$\Phi_{ij,3} = + \frac{1}{4\pi} \int_V \overline{\left(\frac{\partial f_m}{\partial x_m} \right)' \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} \frac{dV(x')}{|x - x'|} \quad (8.1)$$

Der Term beschreibt hierbei die Isotropisierung des Prozesses der Turbulenzerzeugung infolge vorhandener Volumenkräfte (s. Hanjalic und Launder [63], Launder [103, 104]). In der Arbeit von Launder [102] wird analog zum *isotropization-of-production* (IP) Model von Naot *et al.* [134] zur Beschreibung des sogenannten *rapid term* $\Phi_{ij,2}$ folgender Modellansatz

8 Zusammenfassung und Ausblick

vorgeschlagen:

$$\Phi_{ij,3} = -c_3 \left(F_{ij} - \frac{1}{3} F_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (8.2)$$

Der Ansatz kann mit dem, in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Modellvorschlag für den Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterm F_{ij}^{pa} auf eine von Plasma-Aktuatoren manipulierte Strömung, angewandt werden (vgl. bspw. für eine Lorentz-Kraft manipulierte Strömung die Arbeit von Kenjereš *et al.* [86]). Des Weiteren sollte der Einfluss der plasma-induzierten Volumenkraft auf die Transportgleichung (2.15) der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie untersucht werden:

$$F_\varepsilon = \frac{2\nu}{\rho} \overline{\frac{\partial f_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}} \quad (8.3)$$

Ein einfacher allgemeiner Ansatz zur Beschreibung der unbekannten Korrelationen in dem Term für die Produktionsrate der Dissipation infolge vorhandener Volumenkräfte, lautet

$$F_\varepsilon = c_3 F_{ij} \frac{\varepsilon}{k} \quad (8.4)$$

und wurde bereits im Bereich der Reynolds-Spannung-Modellierung umgesetzt (vgl. bspw. Craft *et al.* [29, 30] und Kenjereš *et al.* [86]). Angewandt auf eine plasmabasierte Strömung wird dieser aus dem Plasma-Aktuator spezifischen Produktionsterm F_{ij}^{pa} und dem inversen turbulenten Zeitmaß gebildet.

In zukünftigen numerischen Untersuchungen sollte der Einfluss der plasmainduzierten Volumenkraft sowohl auf den Umverteilungsprozess unter den turbulenten Spannungskomponenten als auch auf die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie untersucht und adäquat modelliert werden, um so die Genauigkeit der numerischen Vorhersage im Bereich der plasmabasierten Kontrolle turbulenter Strömungen weiter zu erhöhen.

Literaturverzeichnis

- [1] Advanced Turbulence Simulation for Aerodynamic Application Challenges (ATTAC). A Seventh Framework Project, 2009-2012.
- [2] K. Abe und T. Ohtsuka. An investigation of LES and Hybrid LES/RANS models for predicting 3-D diffuser flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31(5):833–844, 2010.
- [3] T. Albrecht, T. Weier, G. Gerbeth, H. Metzkes, und J. Stiller. A method to estimate the planar, instantaneous body force distribution from velocity field measurements. *Physics of Fluids*, 23(2):021702, 2011.
- [4] M. Baba-Ahmadi und G. Tabor. Inlet conditions for LES using mapping and feedback control. *Computers & Fluids*, 38(6):1299–1311, 2009.
- [5] C. Baird, C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, und J. W. Baughn. Acoustic testing of the dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuator. In *AIAA 2005-565; 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2005.
- [6] B. E. Balcer, M. E. Franke, und R. B. Rivir. Effects of plasma induced velocity on boundary layer flow. In *AIAA 2006-875; 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2006.
- [7] J. W. Baughn, C. O. Porter, B. L. Peterson, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe, G. I. Font, und C. Baird. Momentum Transfer for an Aerodynamic Plasma Actuator with an Imposed Boundary Layer. In *AIAA 2006-166; 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2006.
- [8] P. Bearman. The effect of base bleed on the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge. *Aeronautical Quarterly*, 18:207–224, 1967.

- [9] K. Becker, U. Kogelschatz, H. Schoenbach, und R. Barker, editors. *Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure*. Inst of Physics Pub, 2005.
- [10] N. Benard und E. Moreau. On the vortex dynamic of airflow reattachment forced by a single non-thermal plasma discharge actuator. *Flow, Turbulence and Combustion*, 87(1):1–31, 2011.
- [11] N. Benard und E. Moreau. Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control. *Experiments in Fluids*, 55(11):1846, 2014.
- [12] N. Benard, N. Balcon, und E. Moreau. Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating in air at different pressures: aeronautical control insights. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(4):042002, 2008.
- [13] N. Benard, A. Debien, und E. Moreau. Time-dependent volume force produced by a non-thermal plasma actuator from experimental velocity field. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(24):245201, 2013.
- [14] Å. Björck. *Numerical methods for least squares problems*. Siam, Philadelphia, 1996.
- [15] J. P. Boeuf und L. C. Pitchford. Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge. *Journal of Applied Physics*, 97:103307, 2005.
- [16] J. P. Boeuf, Y. Lagmich, T. Unfer, T. Callegari, und L. C. Pitchford. Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40:652–662, 2007.
- [17] M. Breuer. A hybrid LES–URANS approach for non-equilibrium turbulent flows such as 3-D diffuser flows. In *8th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements (ETMM8)*, Marseille, Frankreich, Juni 9 – 11, 2010.
- [18] L. N. Cattafesta und M. Sheplak. Actuators for Active Flow Control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43:247–272, 2011.
- [19] E. M. Cherry, C. J. Elkins, und J. K. Eaton. Geometric sensitivity of three-dimensional separated flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(3):803–811, 2008.

- [20] E. M. Cherry, C. J. Elkins, und J. K. Eaton. Pressure measurements in a three-dimensional separated diffuser. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(1):1–2, 2009.
- [21] K.-S. Choi, T. Jukes, und R. Whalley. Turbulent boundary-layer control with plasma actuators. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 369(140):1443–1458, 2011.
- [22] D. Chun und W. Schwarz. Stability of the plane incompressible viscous wall jet subjected to small disturbances. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 10(5):911–915, 1967.
- [23] D. Cooper, D. Jackson, B. E. Launder, und G. Liao. Impinging jet studies for turbulence model assessment—I. Flow-field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(10):2675–2684, 1993.
- [24] T. C. Corke und M. L. Post. Overview of plasma flow control: concepts, optimization, and applications. In *AIAA 2005-0563; 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2005.
- [25] T. C. Corke, M. L. Post, und D. M. Orlov. SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications. *Progress in Aerospace Sciences*, 43(7):193–217, 2007.
- [26] T. C. Corke, M. L. Post, und D. M. Orlov. Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications. *Experiments in Fluids*, 46(1):1–26, 2009.
- [27] T. C. Corke, C. L. Enloe, und S. P. Wilkinson. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42:505–529, 2010.
- [28] T. J. Craft, L. J. W. Graham, und B. E. Launder. Impinging jet studies for turbulence model assessment—II. An examination of the performance of four turbulence models. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(10):2685–2697, 1993.
- [29] T. J. Craft, N. Z. Ince, und B. E. Launder. Recent developments in second-moment closure for buoyancy-affected flows. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 23(1):99–114, 1996.

- [30] T. J. Craft, A. V. Gerasimov, H. Iacovides, J. W. Kidger, und B. E. Launder. The negatively buoyant turbulent wall jet: performance of alternative options in RANS modelling. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(5):809–823, 2004.
- [31] B. I. Davydov. On statistical dynamics of an incompressible turbulent fluid. *Soviet Physics Doklady*, 6:10, 1961.
- [32] A. Debien, N. Benard, L. David, und E. Moreau. Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators. *Applied Physics Letters*, 100(1):013901, 2012.
- [33] P. Dörr und M. Kloker. Numerical investigation of plasma-actuator force-term estimations from flow experiments. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(39):395203, 2015.
- [34] A. Duchmann, S. Grundmann, und C. Tropea. Delay of natural transition with dielectric barrier discharges. *Experiments in Fluids*, 54(3): 1–12, 2013.
- [35] R. Durscher und S. Roy. Force Measurement Techniques and Preliminary Results Using Aerogels and Ferroelectrics for Dielectric Barrier Discharge Actuators. In *AIAA 2011-3735; 42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Honolulu, Hawaii, USA*, 2011.
- [36] Y. Egorov und F. R. Menter. Development and application of sst-sas turbulence model in the desider project. In *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, pages 261–270. Springer, 2008.
- [37] G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke, und B. W. van Oudheusden. Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 41(6):933–947, 2006.
- [38] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. D. VanDyken, und J. C. Fischer. Plasma Structure in the Aerodynamic Plasma Actuator. In *AIAA-2004-0844; 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2004.
- [39] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, G. I. Font, und J. W. Baughn. Frequency Effects on the Efficiency of the Aerodynamic Plasma Actuator. In *AIAA 2006-166; 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2006.

- [40] C. L. Enloe, M. G. McHarg, und T. E. McLaughlin. Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator. *Journal of Applied Physics*, 103(7): 073302, 2008.
- [41] C. L. Enloe, M. G. McHarg, G. I. Font, und T. E. McLaughlin. Plasma-Induced Force and Self-Induced Drag in the Dielectric Barrier Discharge Aerodynamic Plasma Actuator. In *AIAA 2009-1622; 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, Florida, USA*, 2009.
- [42] J. Eriksson, R. Karlsson, und J. Persson. An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet. *Experiments in Fluids*, 25 (1):50–60, 1998.
- [43] N. Fabbiane, B. Simon, F. Fischer, S. Grundmann, S. Bagheri, und D. S. Henningson. On the role of adaptivity for robust laminar flow control. *Journal of Fluid Mechanics*, 767:R1, 2015.
- [44] J. H. Ferziger und M. Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, 2008.
- [45] G. I. Font und W. L. Morgan. Plasma Discharges in Atmospheric Pressure Oxygen for Boundary Layer Separation Control. In *AIAA 2005-4632; 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Toronto, Ontario, Canada*, 2005.
- [46] G. I. Font, C. L. Enloe, und T. E. McLaughlin. Plasma Volumetric Effects on the Force Production of a Plasma Actuator. *AIAA Journal*, 48:1869–1874, 2010.
- [47] M. Gad-el Hak. *Flow Control: Passive, active and reactive flow management*. Cambridge University Press, 2007.
- [48] V. I. Gibalov und G. J. Pietsch. The Development of Dielectric Barrier Discharges in Gas Gaps and on Surfaces. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 33(20):2618, 2000.
- [49] M. M. Gibson und B. E. Launder. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(03):491–511, 1978.
- [50] M. Glauert. The wall jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 1(06):625–643, 1956.

- [51] A. Gosman, F. Ideriah, und M. P. Arnal. *TEACH-2E, a General Computer Program for Two-dimensional, Turbulent, Recirculating Flows*. Department of Mechanical Engineering, Imperial College, 1983.
- [52] D. Greenblatt und I. J. Wygnanski. The control of flow separation by periodic excitation. *Progress in Aerospace Sciences*, 36(7):487–545, 2000.
- [53] D. Greenblatt, B. Göksel, I. Rechenberg, C. Y. Schüle, D. Romann, und C. O. Paschereit. Dielectric Barrier Discharge Flow Control at Very Low Flight Reynolds Numbers. *AIAA Journal*, 46:1528–1541, 2008.
- [54] S. Grundmann. *Transition Control using Dielectric Barrier Discharge Actuators*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [55] S. Grundmann, E. L. Sayles, und J. K. Eaton. Sensitivity of an asymmetric 3D diffuser to plasma-actuator induced inlet condition perturbations. *Experiments in Fluids*, 50(1):217–231, 2011.
- [56] S. Grundmann, E. L. Sayles, C. J. Elkins, und J. K. Eaton. Sensitivity of an asymmetric 3D diffuser to vortex-generator induced inlet condition perturbations. *Experiments in Fluids*, 52(1):11–21, 2012.
- [57] G. J. M. Hagelaar und L. C. Pitchford. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4):722, 2005.
- [58] D. Hänel. *Molekulare Gasdynamik: Einführung in die kinetische Theorie der Gase und Lattice-Boltzmann-Methoden*. Springer-Verlag, 2006.
- [59] K. Hanjalić und S. Jakirlić. Contribution towards the second-moment closure modelling of separating turbulent flows. *Computers & Fluids*, 27(2):137–156, 1998.
- [60] K. Hanjalić und S. Kenjereš. 'T-RANS' simulation of deterministic eddy structure in flows driven by thermal buoyancy and Lorentz force. *Flow, Turbulence and Combustion*, 66(4):427–451, 2001.

- [61] K. Hanjalić und B. E. Launder. A reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 52(04):609–638, 1972.
- [62] K. Hanjalic und B. E. Launder. Contribution towards a reynolds-stress closure for low-reynolds-number turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 74(04):593–610, 1976.
- [63] K. Hanjalić und B. E. Launder. *Modelling turbulence in engineering and the environment: Second-Moment Routes to Closure*. Cambridge Univ press, 2011.
- [64] K. Hanjalić, M. Popovac, und M. Hadžiabdić. A robust near-wall elliptic-relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(6):1047–1051, 2004.
- [65] K. D. Hinsch und H. Hinrichs. Three-dimensional particle velocimetry. In Dracos, T. (Hrsg): *Three-Dimensional Velocity and Vorticity Measuring and Image Analysis Techniques*. ERCOFTAC Series, Vol. 4, pp. 129–152, 1996.
- [66] A. R. Hoskinson, N. Hershkowitz, und D. E. Ashpis. Force Measurements of Single and Double Barrier DBD Plasma Actuators in Quiescent Air. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(24):245209 (9pp), 2008.
- [67] L. S. Hultgren und D. E. Ashpis. Demonstration of separation delay with glow-discharge plasma actuators. In *AIAA 2003-1025; 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2003.
- [68] S. Im, H. Do, und M. Cappelli. Dielectric barrier discharge control of a turbulent boundary layer in a supersonic flow. *Applied Physics Letters*, 97(4):041503, 2010.
- [69] R. I. Issa, A. Gosman, und A. Watkins. The computation of compressible and incompressible recirculating flows by a non-iterative implicit scheme. *Journal of Computational Physics*, 62(1):66–82, 1986.
- [70] J. D. Jacob, K. Ramakumar, R. Anthony, und R. B. Rivir. Control of laminar and turbulent shear flows using plasma actuators. In *Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, June*, pages 27–29, 2005.

- [71] S. Jakirlić und K. Hanjalić. A new approach to modelling near-wall turbulence energy and stress dissipation. *Journal of Fluid Mechanics*, 459:139–166, 5 2002.
- [72] S. Jakirlić und R. Maduta. Extending the bounds of ‘steady’ RANS closures: Toward an instability-sensitive reynolds stress model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 51:175–194, 2015.
- [73] S. Jakirlić, G. Kadavelil, M. Kornhaas, M. Schäfer, D. C. Sternel, und C. Tropea. Numerical and physical aspects in LES and hybrid LES/RANS of turbulent flow separation in a 3-D diffuser. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31(5):820–832, 2010.
- [74] S. Jakirlić, G. Kadavelil, S. Sirbubalo, D. A. von Terzi, M. Breuer, und D. Borello. Report on 14th ERCOFTAC SIG 15 workshop on refined turbulence modelling. ‘La Sapienza’ University of Rome, *ERCOFTAC Bulletin*, 84:5–13, 2010.
- [75] B. Jayaraman und W. Shyy. Modeling of dielectric barrier discharge-induced fluid dynamics and heat transfer. *Progress in Aerospace Sciences*, 44(3):139 – 191, 2008.
- [76] B. Jayaraman, Y. Cho, und W. Shyy. Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator. *Journal of Applied Physics*, 103:053304, 2008.
- [77] E. Jeyapaul. *Turbulent flow separation in three-dimensional asymmetric diffusers*. Dissertation, Iowa State University, USA, 2011.
- [78] J. P. Johnston. *Internal Flows*. in *Topics in Applied Physics*. Vol. 12, *Turbulence*, ed. P. Bradshaw, Springer Verlag, 1976.
- [79] J. Jolibois, M. Forte, und É. Moreau. Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: Optimization of the actuation location along the chord. *Journal of Electrostatics*, 66(9–10):496–503, 2008.
- [80] W. Jones und B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2):301–314, 1972.
- [81] J. Jovanović, Q.-Y. Ye, und F. Durst. Statistical interpretation of the turbulent dissipation rate in wall-bounded flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 293:321–347, 1995.

- [82] T. N. Jukes, K.-S. Choi, G. A. Johnson, und S. J. Scott. Turbulent boundary-layer control for drag reduction using surface plasma. In *AIAA 2004-2216; 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, Oregon, USA*, 2004.
- [83] T. N. Jukes, K.-S. Choi, G. A. Johnson, und S. J. Scott. Characterization of surface plasma-induced wall flows through velocity and temperature measurements. *AIAA Journal*, 44(4):764–771, 2006.
- [84] S. Kenjereš und K. Hanjalić. On the implementation of effects of Lorentz force in turbulence closure models. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3):329–337, 2000.
- [85] S. Kenjereš und K. Hanjalić. Numerical simulation of magnetic control of heat transfer in thermal convection. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(3):559–568, 2004.
- [86] S. Kenjereš, K. Hanjalić, und D. Bal. A direct-numerical-simulation-based second-moment closure for turbulent magnetohydrodynamic flows. *Physics of Fluids (1994-present)*, 16(5):1229–1241, 2004.
- [87] P. Khosla und S. Rubin. A diagonally dominant second-order accurate implicit scheme. *Computers & Fluids*, 2(2):207–209, 1974.
- [88] P. Klebanoff. Characteristics of turbulence in boundary layer with zero pressure gradient. *NACA TN 3178*, 1955.
- [89] A. Klein. Review: Effects of inlet conditions on conical-diffuser performance. *Journal of Fluids Engineering*, 103(2):250–257, 1981.
- [90] U. Kogelschatz. Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 23:1–46, 2003.
- [91] M. Kotsonis. Diagnostics for characterisation of plasma actuators. *Measurement Science and Technology*, 26(9):092001, 2015.
- [92] M. Kotsonis, S. Ghaemi, L. Veldhuis, und F. Scarano. Measurement of the body force field of plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(4):045204, 2011.
- [93] A. V. Kozlov und F. O. Thomas. Bluff-body flow control via two types of dielectric barrier discharge plasma actuation. *AIAA Journal*, 49: 1919–1931, 2011.

- [94] J. Kriegseis. *Performance Characterization and Quantification of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2011.
- [95] J. Kriegseis, S. Grundmann, und C. Tropea. Power Consumption, Discharge Capacitance and Light Emission as Measures for Thrust Production of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators. *Journal of Applied Physics*, 110(1):013305, 2011.
- [96] J. Kriegseis, B. Möller, S. Grundmann, und C. Tropea. Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators. *Journal of Electrostatics*, 69(4):302 – 312, 2011.
- [97] J. Kriegseis, C. Schwarz, C. Tropea, und S. Grundmann. Velocity-information-based force-term estimation of dielectric-barrier discharge plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46: 055202, 2013.
- [98] J. Kriegseis, I. Maden, C. Schwarz, C. Tropea, und S. Grundmann. Addendum to ‘velocity-information based force-term estimation of dielectric barrier discharge plasma actuators’. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(32), 2015.
- [99] J. Kriegseis, B. Simon, und S. Grundmann. Towards In-Flight Applications? A Review on DBD-based Boundary-Layer Control. *Applied Mechanics Reviews*, 68(2):020802 (41 pp), 2016.
- [100] M. Kuhnhehn, B. Simon, I. Maden, und J. Kriegseis. Interrelation of phase-averaged volume force and capacitance of DBD plasma actuators. *Journal of Fluid Mechanics Rapids*, 809(R1):1–11, 2016.
- [101] Y. Lagmich, T. Callegari, L. C. Pitchford, und J. P. Boeuf. Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(9):095205, 2008.
- [102] B. E. Launder. On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *Journal of Fluid Mechanics*, 67: 569–581, 2 1975.
- [103] B. E. Launder. *Heat and Mass Transport*. in *Topics in Applied Physics*. Vol. 12, *Turbulence*, ed. P. Bradshaw, Springer Verlag, 1976.

- [104] B. E. Launder. On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows. *Journal of Heat Transfer*, 110(4b):1112–1128, 1988.
- [105] B. E. Launder und B. I. Sharma. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2):131–137, 1974.
- [106] B. E. Launder und N. Shima. Second-moment closure for the near-wall sublayer-Development and application. *AIAA Journal*, 27(10):1319–1325, 1989.
- [107] B. E. Launder und D. B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2):269–289, 1974.
- [108] B. E. Launder und D. Tselepidakis. Contribution to the modelling of near-wall turbulence. In *Turbulent Shear Flows 8*, pages 81–96. Springer, 1993.
- [109] B. E. Launder, G. J. Reece, und W. Rodi. Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(03):537–566, 1975.
- [110] M. A. Leschziner. Numerical implementation and performance of reynolds stress closures in finite-volume computations of recirculating and strongly swirling flows. *VKI An Introduction to Modeling Turbulence*, 1, 1991.
- [111] F. S. Lien und M. A. Leschziner. Second-moment modelling of recirculating flow with a non-orthogonal collocated finite-volume algorithm. In *Turbulent Shear Flows 8*, pages 205–222. Springer, 1993.
- [112] A. V. Likhanskii, M. N. Shneider, S. O. Macheret, und R. B. Miles. Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator in air. *Journal of Applied Physics*, 103(5):053305, 2008.
- [113] J. Little, M. Nishihara, I. Adamovich, und M. Samimy. High-Lift Airfoil Trailing Edge Separation Control using a Single Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator. *Experiments in Fluids*, 48:521–537, 2010.

- [114] J. L. Lumley und G. R. Newman. The return to isotropy of homogeneous turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 82(01):161–178, 1977.
- [115] I. Maden, J. Kriegseis, R. Maduta, S. Jakirlić, C. Schwarz, S. Grundmann, und C. Tropea. Derivation of a plasma-actuator model utilizing quiescent-air PIV data. In *20th Annual Conference of the CFD Society of Canada, Canmore, Canada*, 2012.
- [116] I. Maden, R. Maduta, J. Kriegseis, S. Jakirlić, C. Schwarz, S. Grundmann, und C. Tropea. Experimental and computational study of the flow induced by a plasma actuator. In *9th International ERCOFTAC Symposium on “Engineering Turbulence Modelling and Measurements”*, Thessaloniki, Greece, 2012.
- [117] I. Maden, R. Maduta, S. Jakirlić, S. Grundmann, C. Tropea, und J. K. Eaton. Plasma-based manipulation of secondary flow towards pressure recovery enhancement in a 3D diffuser: a computational study. In *8th International Symposium on “Turbulence and Shear Flow Phenomena”*, Poitiers, France, 2013.
- [118] I. Maden, R. Maduta, J. Kriegseis, S. Jakirlić, C. Schwarz, S. Grundmann, und C. Tropea. Experimental and computational study of the flow induced by a plasma actuator. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 41:80–89, 2013.
- [119] I. Maden, K. Barckmann, J. Kriegseis, S. Jakirlić, und S. Grundmann. Evaluating Force Fields induced by a Plasma Actuator using the Reynolds-Averaged Navier Stokes Equation. In *52nd AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA 2014-0326, National Harbor, MD, USA*, 2014.
- [120] I. Maden, R. Maduta, S. Jakirlić, J. Kriegseis, S. Grundmann, und C. Tropea. Plasma-Actuated Control of a 3D Diffuser Flow modeled by an Instability-Sensitive Second-Moment Closure. In *10th International ERCOFTAC Symposium on “Engineering Turbulence Modelling and Measurements”*, Marbella, Spain, 2014.
- [121] I. Maden, R. Maduta, J. Kriegseis, S. Jakirlić, S. Grundmann, und C. Tropea. Plasma-actuated Manipulation of Secondary Flow Towards Pressure Recovery Enhancement in a 3D Diffuser Modelled by an Eddy-resolving Second-moment Closure. *Flow, Turbulence and Combustion*, 95:377–398, 2015.

- [122] I. Maden, R. Maduta, J. Kriegseis, S. Jakirlić, S. Grundmann, und C. Tropea. On modelling the plasma-actuator-related turbulence production in rans closure models. In *8th International Symposium on “Turbulence, Heat and Mass Transfer”*, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 2015.
- [123] I. Maden, R. Maduta, J. Hofmann, S. Jakirlić, J. Kriegseis, C. Tropea, und S. Grundmann. Modelling the plasma-actuator-related turbulence production in RANS closures by reference to complementary experimental investigations. *Flow, Turbulence and Combustion*, 97: 1047–1069, 2016.
- [124] J. Malm, P. Schlatter, und D. S. Henningson. Coherent structures and dominant frequencies in a turbulent three-dimensional diffuser. *Journal of Fluid Mechanics*, 699:320–351, 2012.
- [125] R. Manceau und K. Hanjalić. Elliptic blending model: A new near-wall reynolds-stress turbulence closure. *Physics of Fluids (1994-present)*, 14(2):744–754, 2002.
- [126] N. Mansour, J. Kim, und P. Moin. Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 194:15–44, 1988.
- [127] M. D. Maughmer. Design of winglets for high-performance sailplanes. *Journal of Aircraft*, 40(6):1099–1106, 2003.
- [128] F. R. Menter. Zonal two equation k - ω -turbulence models for aerodynamic flows. In *AIAA 1993-2906; 24th AIAA Fluid Dynamics Conference, Orlando, Florida, USA*, 1993.
- [129] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
- [130] F. R. Menter und Y. Egorov. The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 1: Theory and model description. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85(1):113–138, 2010.
- [131] R. Mestiri, R. Hadaji, und S. B. Nasrallah. An experimental study of a plasma actuator in absence of free airflow: Ionic wind velocity profile. *Physics of Plasmas*, 17(8):083503, 2010.
- [132] E. Moreau. Airflow control by non-thermal plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(3):605, 2007.

- [133] J. Murphy, J. Kriegseis, und P. Lavoie. Scaling of maximum velocity, body force, and power consumption of dielectric barrier discharge plasma actuators via particle image velocimetry. *Journal of Applied Physics*, 113(24):243301, 2013.
- [134] D. Naot, A. Shavit, und M. Wolfshtein. Interactions between components of the turbulent velocity correlation tensor due to pressure fluctuations. *Israel Journal of Technology*, 8(3):259–269, 1970.
- [135] M. Neumann, C. Friedrich, J. Czarske, J. Kriegseis, und S. Grundmann. Determination of the phase-resolved body force produced by a dielectric barrier discharge plasma actuator. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(4):042001, 2012.
- [136] J. Ohlsson, P. Schlatter, P. F. Fischer, und D. S. Henningson. Direct numerical simulation of separated flow in a three-dimensional diffuser. *Journal of Fluid Mechanics*, 650:307–318, 2010.
- [137] OpenCFD. *OpenFOAM User Guide*. Version 2.2.x, August 2013.
- [138] D. M. Orlov, G. I. Font, und D. Edelstein. Characterization of discharge modes of plasma actuators. *AIAA Journal*, 46(12):3142–3148, 2008.
- [139] S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, Washington, D.C., 1981.
- [140] S. V. Patankar und D. B. Spalding. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(10):1787–1806, 1972.
- [141] S. B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [142] C. O. Porter, J. W. Baughn, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe, und G. I. Font. Plasma Actuator Force Measurements. *AIAA Journal*, 45:1562–1570, July 2007.
- [143] C. O. Porter, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe, G. I. Font, J. Roney, und J. W. Baughn. Boundary layer control using a DBD plasma actuator. In *AIAA 2007-786; 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2007.

- [144] M. Raffel, C. E. Willert, und J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry: A practical guide*. Springer, 2013.
- [145] J. R. Roth. Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a one atmosphere uniform glow discharge plasma. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 10(5): 2117–2126, 2003.
- [146] J. R. Roth, D. M. Sherman, und S. P. Wilkinson. Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma. *AIAA Journal*, 38(7):1166–1172, 2000.
- [147] J. C. Rotta. Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz. *Zeitschrift für Physik*, 129(6):547–572, 1951.
- [148] J. C. Rotta. Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz. *Zeitschrift für Physik*, 131(1):51–77, 1951.
- [149] S. Roy. Flow actuation using radio frequency in partially ionized collisional plasmas. *Applied Physics Letters*, 86:101502, 2005.
- [150] S. Roy, K. P. Singh, und D. V. Gaitonde. Dielectric barrier plasma dynamics for active control of separated flows. *Applied Physics Letters*, 88(12):121501, 2006.
- [151] E. L. Sayles und J. K. Eaton. Sensitivity of an asymmetric, three-dimensional diffuser to inlet condition perturbations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 49:100–107, 2014.
- [152] F. Scarano. Tomographic PIV: principles and practice. *Measurement Science and Technology*, 24(1):012001, 2012.
- [153] P. Schlatter und R. Örlü. Turbulent boundary layers at moderate Reynolds numbers: inflow length and tripping effects. *Journal of Fluid Mechanics*, 710:5–34, 2012.
- [154] H. Schlichting. *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, 1951.
- [155] S. Schmidt und M. Breuer. Hybrid LES–URANS methodology for the prediction of non-equilibrium wall-bounded internal and external flows. *Computers & Fluids*, 96:226–252, 2014.

- [156] H. Schneider, D. von Terzi, H.-J. Bauer, und W. Rodi. Reliable and accurate prediction of three-dimensional separation in asymmetric diffusers using large-eddy simulation. *Journal of Fluids Engineering*, 132(3):031101, 2010.
- [157] H. Schneider, D. A. von Terzi, H.-J. Bauer, und W. Rodi. A mechanism for control of turbulent separated flow in rectangular diffusers. *Journal of Fluid Mechanics*, 687:584–594, 2011.
- [158] A. Schröder, R. Geisler, G. E. Elsinga, F. Scarano, und U. Dierksheide. Investigation of a turbulent spot and a tripped turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV. *Experiments in Fluids*, 44(2):305–316, 2008.
- [159] W. Schwarz und W. Cosart. The two-dimensional turbulent wall-jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 10(04):481–495, 1961.
- [160] M. N. Shneider, A. V. Likhanskii, S. O. Macheret, D. Opaitis, und D. Miles. State-of-the-art high-fidelity DBD plasma simulations. In *AFOSS DBD Plasma Actuator Workshop, 24-25 February 2010, Gainesville, FL*, 2010.
- [161] W. Shyy, B. Jayaraman, und A. Andersson. Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics. *Journal of Applied Physics*, 92: 6434, 2002.
- [162] K. P. Singh und S. Roy. Force approximation for a plasma actuator operating in atmospheric air. *Journal of Applied Physics*, 103:013305, 2008.
- [163] K. P. Singh und S. Roy. Physics of plasma actuator operating in atmospheric air. *Applied Physics Letters*, 92(11):111502, 2008.
- [164] G. Sovran und E. Klomp. Experimentally determined optimum geometries for rectilinear diffusers with rectangular, conical or annular cross-section. *Fluid Mech of Internal Flow*, pages 270–319, 1967.
- [165] D. B. Spalding. A novel finite difference formulation for differential expressions involving both first and second derivatives. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 4(4):551–559, 1972.
- [166] C. G. Speziale, S. Sarkar, und T. B. Gatski. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227:245–272, 1991.

- [167] H. Steiner, S. Jakirlić, G. Kadavelil, R. Manceau, S. Šarić, und G. Brenn. Report on 13th ERCOFTAC workshop on refined turbulence modelling. *Graz University of Technology, ERCOFTAC Bulletin*, 79:24–29, 2009.
- [168] S. Stevens und G. Williams. The influence of inlet conditions on the performance of annular diffusers. *Journal of Fluids Engineering*, 102(3):357–363, 1980.
- [169] H. L. Stone. Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 5(3):530–558, 1968.
- [170] Y. B. Suzen, P. G. Huang, und D. E. Ashpis. Numerical simulations of flow separation control in low-pressure turbines using plasma actuators. In *AIAA 2007-937; 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2007.
- [171] T. Unfer. An asynchronous framework for the simulation of the plasma/flow interaction. *Journal of Computational Physics*, 236:229–246, 2013.
- [172] T. Unfer und J. P. Boeuf. Modeling and comparison of sinusoidal and nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharges for flow control. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52(12):124019, 2010.
- [173] T. Unfer, J. P. Boeuf, F. Rogier, und F. Thivet. Modeling of dielectric barrier discharge and coupling with computational fluid dynamics. In *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 46th, AIAA-2008-1375, Reno, Nevada*, pages 7–10, 2008.
- [174] P. Versailles, V. Gingras-Gosselin, und H. D. Vo. Impact of Pressure and Temperature on the Performance of Plasma Actuators. *AIAA Journal*, 48:859–863, 2010.
- [175] M. R. Visbal, D. V. Gaitonde, und S. Roy. Control of transitional and turbulent flows using plasma-based actuators. In *AIAA 2006-3230; 36th AIAA Fluid Dynamics and Flow Control Conference, San Francisco, California, USA*, 2006.
- [176] H. D. Vo, J. D. Cameron, und S. C. Morris. Control of short length-scale rotating stall inception on a high-speed axial compressor with plasma actuation. In *ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea,*

- and *Air*, pages 533–542. American Society of Mechanical Engineers, 2008.
- [177] H. E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel, und J. F. Behnke. The Barrier Discharge: Basic Properties and Applications to Surface Treatment. *Vacuum*, 71(3):417 – 436, 2003.
- [178] R. D. Whalley und K.-S. Choi. Turbulent boundary-layer control with plasma spanwise travelling waves. *Experiments in Fluids*, 55(8): 1–16, 2014.
- [179] B. Wilke. *Aerodynamische Strömungssteuerung mittels dielektrischen Barriereentladungs-Plasmaaktuatoren*. Dissertation, DLR Göttingen, 2009.
- [180] S. P. Wilkinson. Investigation of an oscillating surface plasma for turbulent drag reduction. In *AIAA 2003-1023; 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA*, 2003.
- [181] C. Willert. *PIVview 2C/3C*. Göttingen: PivTec GmbH, 2010.
- [182] D. R. Wilson, T. J. Craft, und H. Iacovides. Application of RANS turbulence closure models to flows subjected to electromagnetic and buoyancy forces. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 49: 80–90, 2014.
- [183] S. Wolf und J. P. Johnston. Effects of nonuniform inlet velocity profiles on flow regimes and performance in two-dimensional diffusers. *Journal of Basic Engineering*, 91(3):462–474, 1969.
- [184] Y. Wu, Y. Li, M. Jia, H. Song, Z. Guo, X. Zhu, und Y. Pu. Influence of operating pressure on surface dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuation characteristics. *Applied Physics Letters*, 93 (3):031503, 2008.